

# **El gas molecular en las galaxias luminosas y ultraluminosas en el infrarrojo**

**Javier Graciá Carpio**

OBSERVATORIO ASTRONÓMICO NACIONAL  
—INSTITUTO GEOGRÁFICO NACIONAL—

DIRECTORES:

Dr. Pere Planesas Bigas y Dr. Santiago García Burillo

Memoria de la tesis doctoral  
Departamento de Física Teórica  
Facultad de Ciencias  
Universidad Autónoma de Madrid  
Madrid, 2009







# Índice general

<b>Lista de acrónimos</b>	<b>v</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2. Propiedades de las LIRGs y ULIRGs</b>	<b>5</b>
2.1. Definición convencional de LIRG y ULIRG . . . . .	5
2.2. Imágenes en el óptico y el infrarrojo cercano . . . . .	7
2.2.1. Interacciones galácticas . . . . .	7
2.2.2. Formación de galaxias elípticas . . . . .	10
2.3. Espectroscopia en el óptico y el infrarrojo cercano . . . . .	10
2.3.1. La función de luminosidad y su evolución con $z$ . . . . .	10
2.3.2. Actividad nuclear . . . . .	13
2.4. Observaciones en el ultravioleta . . . . .	17
2.5. Observaciones en el infrarrojo . . . . .	19
<b>3. Propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs</b>	<b>23</b>
3.1. La molécula de $H_2$ . . . . .	23
3.2. La molécula de CO . . . . .	25
3.2.1. El factor de conversión $X_{CO}$ . . . . .	27
3.2.2. Observaciones de CO con antena única . . . . .	29
3.2.3. Observaciones de CO con elevada resolución espacial . . . . .	32
3.2.4. La ley de Kennicutt-Schmidt . . . . .	35
3.3. El gas molecular denso . . . . .	41
3.3.1. Observaciones de gas denso con antena única . . . . .	42
3.3.2. El factor de conversión $X_{HCN}$ . . . . .	46
3.4. Química del gas molecular . . . . .	48
3.4.1. Los cocientes $L'_{HCN(1-0)}/L'_{CO(1-0)}$ y $L'_{HCN(1-0)}/L'_{HCO^+(1-0)}$ . . . . .	51
3.4.2. La abundancia de HCN y $HCO^+$ en nuestra galaxia . . . . .	55

3.4.3. Química del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs . . . . .	58
3.5. Excitación radiativa o bombeo infrarrojo . . . . .	60
<b>4. Motivación de la tesis</b>	<b>63</b>
<b>5. Caracterización de una muestra de LIRGs y ULIRGs</b>	<b>67</b>
5.1. Selección y clasificación de la muestra . . . . .	68
5.2. Observaciones y resultados . . . . .	80
5.3. Análisis multifrecuencia . . . . .	105
5.3.1. Propiedades infrarrojas . . . . .	105
5.3.2. Propiedades del radiocontinuo . . . . .	120
5.3.3. Propiedades del gas molecular frente a la emisión infrarroja . .	134
5.4. Conclusiones finales . . . . .	144
<b>6. Distribución del gas molecular en IRAS 10190+1322</b>	<b>147</b>
<b>7. Estudio del gas molecular denso en una muestra de LIRGs y ULIRGs (I)</b>	<b>155</b>
<b>8. Estudio del gas molecular denso en una muestra de LIRGs y ULIRGs (II)</b>	<b>165</b>
<b>9. Propiedades del gas molecular denso en APM 08279+5255</b>	<b>189</b>
<b>10. Conclusiones finales</b>	<b>203</b>
<b>Apéndices</b>	<b>211</b>
A. Descripción del modelo de emisión infrarroja concentrada . . . . .	213
B. Descripción del modelo de emisión infrarroja distribuida . . . . .	217
C. Resultados del ajuste con el modelo de emisión infrarroja concentrada .	221
<b>Bibliografía</b>	<b>229</b>
<b>Publicaciones</b>	<b>249</b>

# Lista de acrónimos

<b>A&amp;A</b>	<i>Astronomy and Astrophysics</i>
<b>A&amp;AS</b>	<i>Astronomy and Astrophysics Supplement</i>
<b>ADS</b>	<i>SAO/NASA Astrophysics Data System</i>
<b>AGN</b>	<i>Active Galactic Nucleus</i>
<b>AJ</b>	<i>Astronomical Journal</i>
<b>ALMA</b>	<i>Atacama Large Millimeter/submillimeter Array</i>
<b>Ap&amp;SS</b>	<i>Astrophysics and Space Science</i>
<b>ApJ</b>	<i>Astrophysical Journal</i>
<b>ApJS</b>	<i>Astrophysical Journal Supplement</i>
<b>ARA&amp;A</b>	<i>Annual Review of Astronomy and Astrophysics</i>
<b>BGS</b>	<i>IRAS Bright Galaxy Sample</i>
<b>BIMA</b>	<i>Berkeley Illinois Maryland Association</i>
<b>CARMA</b>	<i>Combined Array for Research in Millimeterwave Astronomy</i>
<b>CDF-S</b>	<i>Chandra Deep Field-South</i>
<b>CDS</b>	<i>Centre de Données astronomiques de Strasbourg</i>
<b>CLASS</b>	<i>Continuum and Line Analysis Single-dish Software</i>
<b>CND</b>	<i>Circumnuclear Disk</i>
<b>CSIC</b>	<i>Consejo Superior de Investigaciones Científicas</i>
<b>DSS</b>	<i>Digitized Sky Survey</i>
<b>EAS</b>	<i>European Astronomical Society</i>
<b>ESA</b>	<i>European Space Agency</i>
<b>FIR</b>	<i>Far-Infrared</i>

<b>FIRST</b>	<i>Faint Images of the Radio Sky at Twenty centimeters</i>
<b>FSC</b>	<i>IRAS Faint Source Catalog</i>
<b>FSCR</b>	<i>IRAS Faint Source Catalog Rejects</i>
<b>FWHM</b>	<i>Full Width at Half Maximum</i>
<b>GALEX</b>	<i>Galaxy Evolution Explorer</i>
<b>GILDAS</b>	<i>Grenoble Image and Line Data Analysis System</i>
<b>GMC</b>	<i>Giant Molecular Cloud</i>
<b>HST</b>	<i>Hubble Space Telescope</i>
<b>HyLIRG</b>	<i>Hyperluminous Infrared Galaxy</i>
<b>IEM</b>	Instituto de Estructura de la Materia
<b>IGN</b>	Instituto Geográfico Nacional
<b>IMF</b>	<i>Initial Mass Function</i>
<b>IPAC</b>	<i>Infrared Processing and Analysis Center</i>
<b>IR</b>	<i>Infrared</i>
<b>IRAM</b>	Instituto de Radioastronomía Milimétrica
<b>IRAS</b>	<i>Infrared Astronomical Satellite</i>
<b>ISO</b>	<i>Infrared Space Observatory</i>
<b>IUE</b>	<i>International Ultraviolet Explorer</i>
<b>JCMT</b>	<i>James Clerk Maxwell Telescope</i>
<b>LAMDA</b>	<i>Legacy Archive for Microwave Background Data</i>
<b>LINER</b>	<i>Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region</i>
<b>LIRG</b>	<i>Luminous Infrared Galaxy</i>
<b>LVG</b>	<i>Large Velocity Gradient</i>
<b>MAMBO</b>	<i>Max-Planck Millimeter Bolometer array</i>
<b>MIR</b>	<i>Mid-Infrared</i>
<b>MNRAS</b>	<i>Monthly Notices of the Royal Astronomical Society</i>
<b>NASA</b>	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
<b>NED</b>	<i>NASA/IPAC Extragalactic Database</i>



---

<b>NICMOS</b>	<i>Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer</i>
<b>NIR</b>	<i>Near-Infrared</i>
<b>NRAO</b>	<i>National Radio Astronomy Observatory</i>
<b>NVSS</b>	<i>NRAO VLA Sky Survey catalog</i>
<b>OAN</b>	<i>Observatorio Astronómico Nacional</i>
<b>OVRO</b>	<i>Owens Valley Radio Observatory</i>
<b>PAHs</b>	<i>Polycyclic Aromatic Hydrocarbons</i>
<b>PASJ</b>	<i>Publications of the Astronomical Society of Japan</i>
<b>PASP</b>	<i>Publications of the Astronomical Society of the Pacific</i>
<b>PdBI</b>	<i>Plateau de Bure Interferometer</i>
<b>PDR</b>	<i>Photon-Dominated Region / Photodissociation Region</i>
<b>PG QSO</b>	<i>Palomar-Green Quasi-Stellar Object</i>
<b>PSC</b>	<i>IRAS Point Source Catalog</i>
<b>RBGS</b>	<i>IRAS Revised Bright Galaxy Sample</i>
<b>RLO</b>	<i>Radio-Loud Object</i>
<b>SAO</b>	<i>Smithsonian Astrophysical Observatory</i>
<b>SCUBA</b>	<i>Submillimetre Common-User Bolometer Array</i>
<b>SDSS</b>	<i>Sloan Digital Sky Survey</i>
<b>SED</b>	<i>Spectral Energy Distribution</i>
<b>SFE</b>	<i>Star Formation Efficiency</i>
<b>SFR</b>	<i>Star Formation Rate</i>
<b>SIS</b>	<i>Superconductor-Insulator-Superconductor</i>
<b>SMBH</b>	<i>Supermassive Black Hole</i>
<b>SPH</b>	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
<b>ULIRG</b>	<i>Ultraluminous Infrared Galaxy</i>
<b>UV</b>	<i>Ultraviolet</i>
<b>VLA</b>	<i>Very Large Array</i>
<b>VLBI</b>	<i>Very Long Baseline Interferometry</i>

<b>XDR</b>	<i>X-ray Dominated Region / X-ray Dissociation Region</i>
<b>YSO</b>	<i>Young Stellar Object</i>





# 1 Introducción

Si bien ya se conocía desde hacía varios años mediante observaciones terrestres el hecho de que algunas galaxias cercanas son capaces de emitir grandes cantidades de energía en el rango infrarrojo, llegando en algunos casos a ser incluso más intensas que en el óptico (e.g., Kleinmann & Low 1970a,b; Rieke & Lebofsky 1979), no es hasta el año 1983, con el lanzamiento del satélite espacial *IRAS* (*Infrared Astronomical Satellite*, Neugebauer et al. 1984), cuando se confirma la existencia de una clase de galaxias extremadamente luminosas en el infrarrojo.

Con *IRAS* fue posible realizar la primera exploración en el infrarrojo lejano y medio de prácticamente todo el cielo, detectándose decenas de miles de galaxias que en muchos casos habían escapado a las exploraciones ópticas por ser su emisión en ese rango demasiado débil (Soifer et al. 1987a). Durante los años posteriores a su lanzamiento se llevaron a cabo gran cantidad de estudios de las fuentes *IRAS* con la intención de conocer su naturaleza, determinar sus distancias, y calcular a partir de ellas sus luminosidades. De entre todos los objetos detectados, unas pocas galaxias parecían poseer luminosidades infrarrojas por encima de  $10^{11}$  y  $10^{12}$  luminosidades solares ( $L_{\odot} = 3.826 \cdot 10^{26}$  W). A estos tipos de galaxias se les dio el nombre de galaxias luminosas y ultraluminosas en el infrarrojo (LIRGs y ULIRGs, según sus acrónimos en inglés).

En la actualidad se sabe que las LIRGs y las ULIRGs tienen muchas más propiedades comunes además de sus luminosidades infrarrojas extremas. En torno a la mitad de las LIRGs y prácticamente todas las ULIRGs muestran en sus imágenes ópticas e infrarrojas signos evidentes de interacciones presentes o pasadas entre dos o más galaxias espirales (e.g., Murphy et al. 1996; Veilleux et al. 2002; Wang et al. 2006). A través de observaciones milimétricas de la emisión rotacional de las moléculas de CO y HCN se ha comprobado que las LIRGs y las ULIRGs poseen enormes cantidades de gas molecular en su interior (Sanders et al. 1991; Solomon et al. 1997), y que este gas se encuentra generalmente en una fase densa (Solomon et al. 1992; Gao & Solomon

2004a,b), concentrado en los kiloparsecs centrales de las galaxias (Downes & Solomon 1998; Bryant & Scoville 1999). Mediante simulaciones numéricas de  $N$  cuerpos e hidrodinámicas se ha demostrado que dicha concentración es debida a las interacciones galácticas antes mencionadas (e.g., Barnes & Hernquist 1991; Mihos & Hernquist 1996; Cox et al. 2006). El polvo y el gas molecular, inicialmente distribuidos en los discos de las galaxias, son capaces de perder gran parte de su momento angular como consecuencia de la interacción, y caen hacia las regiones nucleares, produciendo por un lado intensos brotes de formación estelar, y por el otro el oscurecimiento de la emisión óptica y ultravioleta procedente de las estrellas recién formadas. A su vez, la concentración del gas molecular en los núcleos de las galaxias puede producir la activación de un agujero negro supermasivo a través de la caída de gas molecular en su disco de acreción (e.g., Sanders et al. 1988a).

De esta forma, las enormes luminosidades infrarrojas de las LIRGs y las ULIRGs pueden explicarse mediante procesos de formación de estrellas masivas o la creación de un núcleo activo galáctico, también llamado AGN (*Active Galactic Nucleus*), en los que la emisión óptica y ultravioleta es absorbida por el polvo y reemitida térmicamente en forma de radiación infrarroja. Cuál de estos dos fenómenos es el que domina la luminosidad de las galaxias infrarrojas es una pregunta aún por resolver en muchos casos. Si bien parece claro que para las LIRGs menos luminosas la principal contribución a la luminosidad total es la procedente de la reemisión térmica del polvo que rodea a regiones de intensa formación estelar, el aumento con la luminosidad infrarroja del porcentaje de galaxias activas clasificadas en el óptico como de los tipos LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1 (Veilleux et al. 1995, 1999a) parece indicar que la contribución de un AGN oscurecido puede ser significativa en los casos más extremos de galaxias infrarrojas.

Aún suponiendo que toda la emisión infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs tiene su origen en la formación de estrellas, la contribución de estas galaxias a la densidad de formación estelar en el Universo local es mucho menor que la de las galaxias *starburst* de menores luminosidades (Brinchmann et al. 2004). Esto es debido a que a  $z < 0.1$  únicamente el  $\sim 0.3\%$  de las galaxias con luminosidades bolométricas mayores de  $10^{10} L_{\odot}$  son a su vez LIRGs o ULIRGs (Soifer et al. 1987b). Sin embargo, el descubrimiento de las galaxias submilimétricas, inicialmente llamadas galaxias SCUBA, a finales de los años noventa reveló que las galaxias infrarrojas fueron mucho más abundantes a edades más tempranas del Universo (e.g., Smail et al. 1997; Hughes et al. 1998; Blain et al. 1999, 2002). Resultados recientes obtenidos con el satélite espacial *Spitzer* (Werner

et al. 2004) han confirmado que a  $z > 0.7$  la historia de la formación estelar estuvo dominada por galaxias con luminosidades infrarrojas mayores de  $10^{11} L_{\odot}$  (Pérez-González et al. 2005; Le Floc'h et al. 2005; Reddy et al. 2008). Dichas galaxias posiblemente sean las homólogas a elevados desplazamientos al rojo de las LIRGs y las ULIRGs locales, por lo que el estudio de las propiedades de las galaxias infrarrojas no sólo nos permite comprender los casos más extremos de formación estelar y actividad nuclear del Universo local, sino que además puede servir para entender la formación y evolución de las galaxias en el Universo joven.

Independientemente de cuál sea el proceso que domine la luminosidad bolométrica total de las LIRGs y las ULIRGs, el gas molecular en su interior interviene de forma directa en la activación y posterior declive de la fase infrarroja. El estudio de sus propiedades es por tanto clave para comprender las leyes que regulan la formación estelar y la actividad nuclear en este tipo de objetos. Sin embargo, pese a haberse obtenido avances significativos en la comprensión del comportamiento del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs, quedan aún muchas incógnitas pendientes por resolver. Por ejemplo, no se sabe prácticamente nada sobre la evolución de las propiedades del gas molecular a medida que avanza el estado de la interacción, desde el momento en que las galaxias se aproximan por primera vez hasta que terminan por fusionarse. Se desconoce igualmente la importancia relativa del gas molecular en la emisión infrarroja para cada uno de los distintos tipos de actividad nuclear de las LIRG y las ULIRGs (galaxias HII, LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1). Además, apenas se han estudiado las leyes que regulan la formación estelar en este tipo de objetos, es decir, cómo afectan las interacciones galácticas a leyes empíricas de la formación estelar como la ley de Kennicutt-Schmidt (Schmidt 1959; Kennicutt 1998b), determinada principalmente a partir de muestras de galaxias menos luminosas. Por último, los diferentes campos de radiación producidos por los procesos de formación estelar y los AGNs pueden afectar de manera distinta al gas molecular, modificando sus propiedades físicas y químicas. El estudio de dichas propiedades podría, en teoría, permitir diferenciar entre un campo de radiación y otro mediante diagnósticos de cocientes de líneas moleculares, similares a los cocientes de líneas atómicas en emisión convencionalmente utilizados en el óptico y el infrarrojo (e.g., Veilleux & Osterbrock 1987; Genzel et al. 1998; Kewley et al. 2006).

En esta tesis doctoral hemos intentado dar respuesta a cada una de estas preguntas analizando las propiedades del gas molecular en varias muestras de LIRGs y ULIRGs especialmente seleccionadas. Para ello hemos hecho uso de los telescopios más sensi-

bles del mundo en el rango de longitudes de ondas milimétricas: el radiotelescopio de 30 metros de IRAM (Instituto de Radioastronomía Milimétrica), situado en la provincia de Granada, y el interferómetro milimétrico de *Plateau de Bure*, también de IRAM, situado cerca de Grenoble. Con ellos hemos observado la emisión de las transiciones rotacionales de las moléculas de CO, HCN y  $\text{HCO}^+$ , seleccionadas por su elevada abundancia en el medio interestelar y por trazar de forma adecuada las propiedades físicas y químicas de las diferentes fases del gas molecular.

La estructura de este trabajo de tesis es la siguiente. En los capítulos 2 y 3 describimos de forma detallada las propiedades más importantes de las galaxias infrarrojas, diferenciando entre los distintos rangos espectrales en los que han sido estudiadas. En el capítulo 4 presentamos las motivaciones y objetivos que nos han llevado a escribir esta tesis doctoral. Los resultados de nuestras observaciones del gas molecular en varias muestras de LIRGs y ULIRGs locales, encaminadas a responder las preguntas planteadas anteriormente, se describen en los capítulos 5, 6, 7 y 8. En el capítulo 9 se presentan los resultados de las observaciones de gas molecular denso en la galaxia activa, hiperluminosa en el infrarrojo, APM 08279+5255, situada a  $z = 3.9$ . Por último, en el capítulo 10 resumimos las principales conclusiones a las que hemos llegado en este trabajo.



## 2 Propiedades de las LIRGs y ULIRGs

La característica que posiblemente más ha dificultado el estudio de las galaxias luminosas y ultraluminosas en el infrarrojo (LIRGs y ULIRGs) sea la elevada opacidad del medio interestelar en sus regiones centrales. Dicha opacidad hace que en determinados rangos espectrales sea imposible estudiar algunas de sus propiedades más importantes, siendo para ello necesario recurrir a observaciones en otros rangos del espectro electromagnético. Por ejemplo, en los rangos óptico y ultravioleta es posible estudiar los efectos de las interacciones en los discos galácticos, donde la opacidad no es muy alta. Sin embargo, los kiloparsecs centrales de las galaxias, donde se produce la mayor parte de la emisión, suelen permanecer ocultos en esos rangos de longitudes de onda y sólo son accesibles mediante observaciones en rayos X, el infrarrojo o el radiocontinuo, que están mucho menos afectadas por la absorción del polvo. Es por eso que en este capítulo hemos optado por describir las principales propiedades de las LIRGs y las ULIRGs en función de los distintos rangos espectrales en los que estas han sido observadas. Ésta no pretende ser una descripción exhaustiva de todas y cada una de las propiedades de las galaxias infrarrojas, sino que nos concentraremos en sus propiedades más importantes y relevantes para este trabajo de tesis. Para obtener más información sobre las propiedades de las LIRGs y las ULIRGs y su relación con las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo, aconsejamos consultar los excelentes artículos de *review* de Sanders & Mirabel (1996), Verma et al. (2005), Solomon & Vanden Bout (2005) y Lonsdale et al. (2006b).

### 2.1. Definición convencional de LIRG y ULIRG

La definición estándar de galaxia luminosa en el infrarrojo (LIRG o LIG) engloba a todas aquellas galaxias con luminosidades infrarrojas,  $L_{\text{IR}}$ , comprendidas entre  $10^{11}$  y  $10^{12} L_{\odot}$ . Las llamadas galaxias ultraluminosas en el infrarrojo (ULIRGs o ULIGs), con

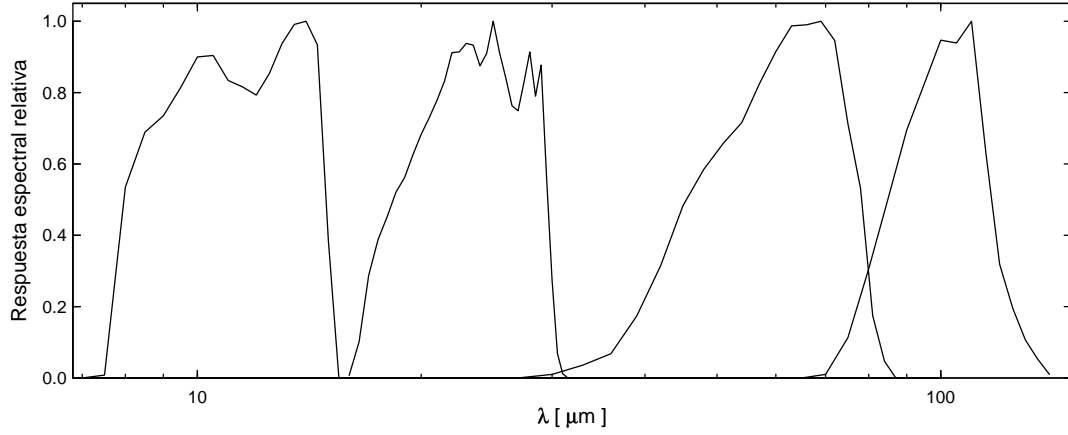


Figura 2.1: Respuesta espectral relativa de cada una de las bandas fotométricas del satélite espacial *IRAS*. Las bandas estaban centradas aproximadamente a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  y cubrían el rango de longitudes de onda de 7 a 150  $\mu\text{m}$ . Datos extraídos de la Tabla II.C.5 del *IRAS Explanatory Supplement* (Beichman et al. 1988).

$L_{\text{IR}}$  entre  $10^{12}$  y  $10^{13} L_{\odot}$ , representan un caso más extremo de galaxias infrarrojas y son menos abundantes en el Universo local. Aún más extremas que las ULIRGs y mucho menos comunes son las galaxias hiperluminosas en el infrarrojo (HyLIRGs, HyLIGs o HLIGs), caracterizadas por poseer luminosidades infrarrojas por encima de  $10^{13} L_{\odot}$  y por encontrarse la mayoría a desplazamientos al rojo superiores a 0.3. En conjunto, las galaxias infrarrojas son todas aquellas galaxias con  $L_{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ .

De ahora en adelante cuando hablemos de luminosidad infrarroja nos referiremos a la luminosidad total integrada en el rango de longitudes de onda de 8 a 1000  $\mu\text{m}$ . Dado que muy pocas galaxias han sido observadas a lo largo de todo ese rango de longitudes de onda, la luminosidad infrarroja se suele calcular a partir de las densidades de flujo *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  (figura 2.1), que están disponibles para una gran parte de las galaxias del Universo local. En la tabla 2.1 puede verse la fórmula generalmente adoptada en la literatura para calcular  $L_{\text{IR}}$  (e.g., Sanders & Mirabel 1996). En esa misma tabla definimos también la luminosidad en el infrarrojo lejano o  $L_{\text{FIR}}$  como la luminosidad total integrada en el rango de longitudes de onda de 40 a 500  $\mu\text{m}$ , rango en el que las distribuciones espectrales de energía de las galaxias infrarrojas tienen su máximo de emisión. Al igual que  $L_{\text{IR}}$ ,  $L_{\text{FIR}}$  se suele calcular a partir de los datos de *IRAS*, utilizando en este caso las densidades de flujo a 60 y 100  $\mu\text{m}$ . El cociente  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}}$  por lo general toma valores cercanos a 1.3 (ver la figura 2.2), pero puede ser considerablemente mayor en el caso de que la emisión en el infrarrojo medio esté dominada por un AGN (e.g., Rowan-Robinson & Crawford 1989).

$F_{\text{FIR}}$	$F(42.5 - 122.5 \mu\text{m}) = 1.26 \times 10^{-14} \{2.58 f_{60 \mu\text{m}} + f_{100 \mu\text{m}}\} [\text{W m}^{-2}]$
$L_{\text{FIR}}$	$L(40 - 500 \mu\text{m}) = 4\pi D_L^2 C F_{\text{FIR}} [L_\odot]$
$F_{\text{IR}}$	$F(8 - 1000 \mu\text{m}) = 1.8 \times 10^{-14} \{13.48 f_{12 \mu\text{m}} + 5.16 f_{25 \mu\text{m}} + 2.58 f_{60 \mu\text{m}} + f_{100 \mu\text{m}}\} [\text{W m}^{-2}]$
$L_{\text{IR}}$	$L(8 - 1000 \mu\text{m}) = 4\pi D_L^2 F_{\text{IR}} [L_\odot]$
LIRG	<i>Luminous Infrared Galaxy</i> , $10^{11} L_\odot \leq L_{\text{IR}} < 10^{12} L_\odot$
ULIRG	<i>Ultraluminous Infrared Galaxy</i> , $10^{12} L_\odot \leq L_{\text{IR}} < 10^{13} L_\odot$
HyLIRG	<i>Hyperluminous Infrared Galaxy</i> , $L_{\text{IR}} > 10^{13} L_\odot$

Tabla 2.1: Definiciones adoptadas a lo largo de todo este trabajo.  $f_{12 \mu\text{m}}$ ,  $f_{25 \mu\text{m}}$ ,  $f_{60 \mu\text{m}}$  y  $f_{100 \mu\text{m}}$  son las densidades de flujo IRAS a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  expresadas en Jy.  $D_L$  es la distancia luminosa de la galaxia en Mpc y su valor depende de la cosmología considerada. La variable  $C$  da cuenta de la extrapolación de la distribución espectral de energía hacia longitudes de onda mayores de 120  $\mu\text{m}$ , suele tomar valores entre 1.4 y 1.8 y depende del cociente de densidades de flujo  $f_{60 \mu\text{m}}/f_{100 \mu\text{m}}$ .

La definición de LIRG y ULIRG antes descrita es en cierto modo arbitraria, por lo que uno esperaría que incluyera una gran variedad de clases distintas de galaxias no necesariamente relacionadas. Sin embargo, como veremos a lo largo de este capítulo y como ya se mencionó en la introducción (§ 1), la mayoría de la galaxias infrarrojas tienen propiedades similares, debido sobre todo a que son muy pocos los fenómenos capaces de producir luminosidades infrarrojas tan extremas. Su definición, basada únicamente en  $L_{\text{IR}}$ , parece, por tanto, muy acertada. Prueba de ello es que dicha definición se siga manteniendo más de 20 años después de haberse establecido.

## 2.2. Imágenes en el óptico y el infrarrojo cercano

### 2.2.1. Interacciones galácticas

Una de las principales propiedades de las galaxias infrarrojas para la que parece haber un mayor consenso en la comunidad astronómica internacional es su relación con las interacciones galácticas. Desde los primeros estudios ópticos de muestras grandes de LIRGs y ULIRGs se vio que un porcentaje importante de ellas mostraban signos claros de interacciones presentes o pasadas entre dos o más galaxias espirales, tales como morfologías distorsionadas, presencia de núcleos múltiples, colas de marea o puentes de materia internuclear (Armus et al. 1987; Sanders et al. 1988a; Lawrence et al. 1989; Melnick & Mirabel 1990; Zou et al. 1991). El porcentaje de LIRGs y ULIRGs implicadas en interacciones galácticas fue aumentando a medida que se fueron realizando

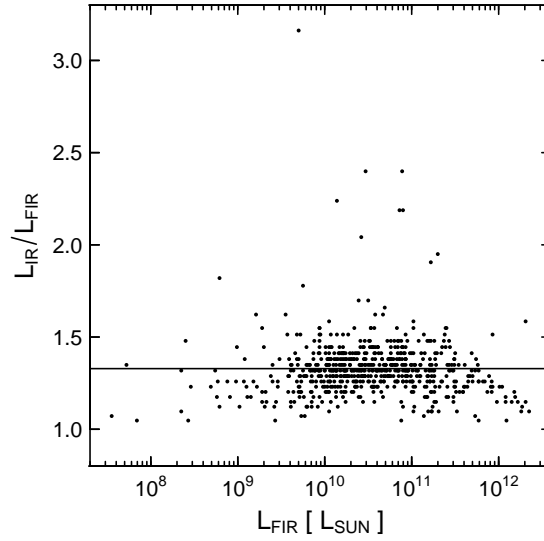


Figura 2.2: Cociente  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}}$  en función de la luminosidad en el infrarrojo lejano,  $L_{\text{FIR}}$ , para la muestra revisada de galaxias brillantes de *IRAS* o RBGS (*IRAS Revised Bright Galaxy Sample*, Sanders et al. 2003). La línea horizontal marca el valor medio del cociente. Las galaxias con  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}} > 2$  son en su mayor parte galaxias activas de tipo Seyfert como NGC 4151 y NGC 1068.

observaciones más sensibles en el óptico y el infrarrojo cercano, capaces de detectar los detalles de menor brillo superficial asociados a las interacciones y la existencia de núcleos múltiples, oscurecidos en el óptico pero visibles en el infrarrojo (Murphy et al. 1996; Clements et al. 1996; Bushouse et al. 2002).

En la actualidad se estima que aproximadamente el 100 % de las ULIRGs locales se han formado como consecuencia de interacciones entre galaxias (e.g., Veilleux et al. 2002). El porcentaje en el caso de las LIRGs es algo más incierto, debido en gran medida a que han sido menos estudiadas. Los análisis más modernos indican que en torno al 50 % de las LIRGs son galaxias en interacción y que la proporción aumenta a mayores luminosidades (Wu et al. 1998; Ishida 2004; Alonso-Herrero et al. 2006; Wang et al. 2006). Las LIRGs menos luminosas suelen ser en cambio galaxias espirales aisladas que se encuentran en un estadio de intensa formación estelar.

Si bien es cierto que casi todas las ULIRGs locales proceden de interacciones galácticas, también es cierto que no todas las interacciones entre galaxias son capaces de producir el fenómeno ultraluminoso (e.g., Bushouse et al. 1988). Tanto las simulaciones numéricas de interacciones entre galaxias espirales (Barnes & Hernquist 1991; Mihos & Hernquist 1994, 1996; Cox et al. 2008) como las observaciones ópticas e infrarrojas de muestras de ULIRGs (Veilleux et al. 2002; Dasyra et al. 2006a) han demostrado que

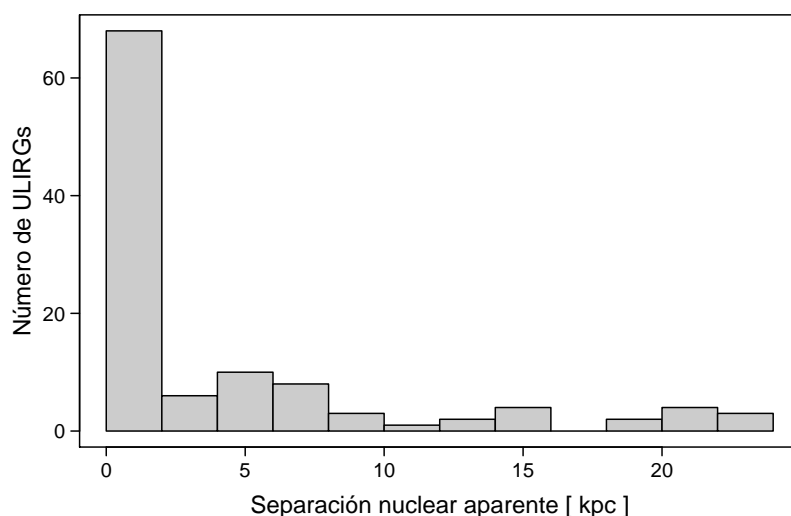


Figura 2.3: Histograma de las separaciones nucleares aparentes de las 118 ULIRGs de la muestra 1 Jy de *IRAS* (Veilleux et al. 2002). La galaxia IRAS F11223–1244 se ha excluido del histograma por tener una separación nuclear muy incierta ( $\sim 90$  kpc). Tampoco se han incluido las 5 ULIRGs con más de 2 galaxias implicadas en la interacción. Como puede verse, la mayor parte de las ULIRGs (60 %) presentan separaciones nucleares menores de 2 kpc; sin embargo, una fracción no despreciable de ellas (14 %) posee separaciones mayores de 10 kpc.

sólo las interacciones entre galaxias espirales de masas parecidas (razones de masa entre 1:1 y 3:1) son lo suficientemente eficientes como para producir luminosidades bolométricas mayores de  $10^{12} L_{\odot}$ . Además, si se supone que la mayor parte de  $L_{\text{IR}}$  proviene de la formación estelar, por lo menos una de las dos galaxias debe tener reservas abundantes de gas molecular como para formar estrellas a las tasas estimadas para las ULIRGs ( $\sim 200 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , Kennicutt 1998a).

Kim et al. (2002) y Veilleux et al. (2002) obtuvieron imágenes de alta resolución espacial desde tierra en el óptico y el infrarrojo cercano de las 118 ULIRGs de la muestra 1 Jy de *IRAS* (*IRAS 1 Jy survey of ULIRGs*, Kim & Sanders 1998). En todas las galaxias excepto una encontraron signos claros de interacciones galácticas y sólo 5 mostraron evidencias de interacciones múltiples con más de dos galaxias implicadas. Ninguna de las 118 ULIRGs se encontraba en la fase inicial de la interacción, antes del primer acercamiento, mientras que la mayoría (56 %) se encontraba en la fase final en la que las dos galaxias ya se han fusionado o están a punto de hacerlo. En la figura 2.3 puede verse un histograma de las separaciones nucleares aparentes de la muestra analizada por Veilleux et al. (2002). En torno al 60 % de las ULIRGs tienen separaciones nucleares menores de 2 kpc, lo cual indica que la fase ultraluminosa en el infrarrojo se produce mayoritariamente en las últimas fases de la interacción. Sin embargo, la distribución de

las separaciones nucleares se extiende de forma significativa hasta los 24 kpc, siendo el porcentaje de ULIRGs con separaciones nucleares mayores de 10 kpc igual al 14 %. De esto se deduce que, aunque menos probable, es posible encontrar ULIRGs con las dos galaxias ampliamente separadas.

### 2.2.2. Formación de galaxias elípticas

Los análisis de las distribuciones de brillo superficial en el óptico y el infrarrojo cercano de muestras de ULIRGs locales seleccionadas por encontrarse en las últimas fases de interacción han demostrado que la mayoría de ellas se pueden ajustar con perfiles del tipo  $r^{1/4}$  (Wright et al. 1990; Scoville et al. 2000; Veilleux et al. 2002), similares a los ajustados en galaxias elípticas (e.g., de Vaucouleurs 1953). Este resultado está de acuerdo con la teoría propuesta por Kormendy & Sanders (1992) según la cual las ULIRGs serían galaxias elípticas en formación. En esa misma dirección, mediante técnicas de espectroscopia en el infrarrojo cercano, Genzel et al. (2001), Tacconi et al. (2002) y, más recientemente, Dasyra et al. (2006b) y Veilleux et al. (2006) han demostrado que las ULIRGs caen muy cerca del plano fundamental del espacio de dispersiones de velocidad, radios efectivos y brillos superficiales ( $\log \sigma - \log r_{\text{eff}} - \log \Sigma_{\text{eff}}$ ) definido por las galaxias elípticas, las galaxias lenticulares y los bulbos de galaxias espirales (e.g., Kormendy & Djorgovski 1989), llegando a la conclusión de que, efectivamente, las ULIRGs son galaxias elípticas/lenticulares en formación con luminosidades y masas intermedias ( $L \sim L_{\text{elip}}^*$ <sup>1</sup>,  $M \sim 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ ) y rotación moderada. El destino final de las LIRGs asociadas a interacciones galácticas parece ser similar (Shier & Fischer 1998; James et al. 1999; Rothberg & Joseph 2006).

## 2.3. Espectroscopia en el óptico y el infrarrojo cercano

### 2.3.1. La función de luminosidad y su evolución con $z$

Determinar la distancia a la cual se encuentra una fuente es uno de los primeros pasos a seguir para estudiar sus propiedades. En astronomía extragaláctica dicha distancia

---

<sup>1</sup> $L^*$  es una “luminosidad característica” a partir de la cual la función de luminosidad de una muestra de galaxias experimenta un cambio significativo en su pendiente. Para más detalles ver Schechter (1976) y el apartado 2.3.1.

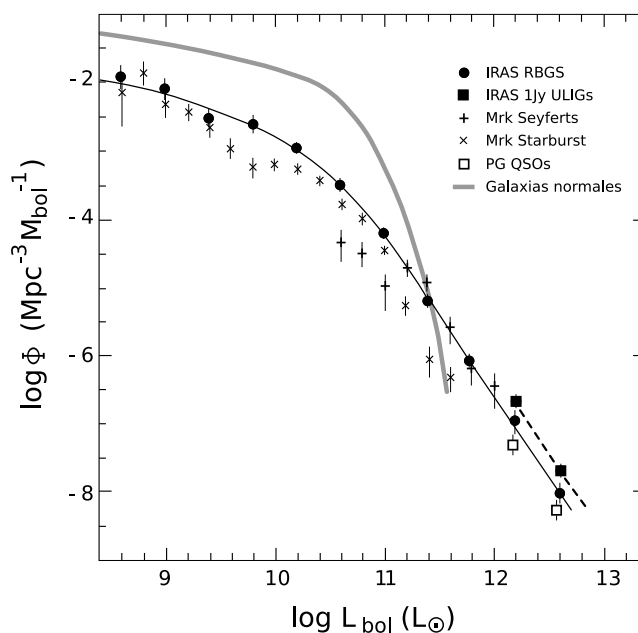


Figura 2.4: Funciones de luminosidad de varias muestras de galaxias seleccionadas en el óptico y el infrarrojo (adaptada de la figura 1 de Sanders & Mirabel 1996). La línea continua y la línea a trazos indican, respectivamente, los ajustes de los datos de la muestra revisada de galaxias brillantes de *IRAS* (*IRAS Revised Bright Galaxy Sample* o RBGS, Sanders et al. 2003) y las ULIRGs de la muestra 1 Jy de *IRAS* (*IRAS 1 Jy ULIRGs*, Kim & Sanders 1998).

se suele derivar a partir del desplazamiento al rojo de la galaxia,  $z$ , medido del ajuste en longitudes de onda de sus líneas de emisión en el óptico. Una vez que se conocen todas las distancias de una muestra de galaxias en particular, se puede calcular su abundancia espacial y compararla con las de otras muestras de galaxias seleccionadas en base a criterios distintos. La mejor forma de hacer esto último es utilizando la función de luminosidad,  $\Phi$ , definida como el número de galaxias de una muestra por unidad de volumen e intervalo de magnitud absoluta (o intervalo de luminosidad).

En la figura 2.4 se han representado las funciones de luminosidad de varias muestras de galaxias seleccionadas según criterios ópticos e infrarrojos. Las galaxias “normales” de la muestra de Schechter (1976) sobrepasan en número a cualquier otra muestra de galaxias para luminosidades bolométricas,  $L_{\text{bol}}$ , menores de  $2 \times 10^{11} L_{\odot}$ . Entre  $10^{11}$  y  $10^{12} L_{\odot}$ , las galaxias infrarrojas de la muestra revisada de galaxias brillantes de *IRAS* o RBGS (*IRAS Revised Bright Galaxy Sample*, Sanders et al. 2003) tienen densidades espaciales comparables a las de las galaxias Markarian de tipo Seyfert seleccionadas en el óptico (Huchra 1977) y son unas tres veces más abundantes que las galaxias *starbursts* de la misma muestra. A luminosidades mayores de  $10^{12} L_{\odot}$  sólo los cuásares de

la muestra de Palomar-Green (PG QSOs, Schmidt & Green 1983) pueden competir en abundancia con las ULIRGs locales de la muestra RBGS. Sin embargo, las ULIRGs son muy poco comunes en el Universo local; con menos de 40 ULIRGs en un radio  $z < 0.1$ , su densidad espacial es varios órdenes de magnitud menor que la de las galaxias “normales” de Schechter (1976).

La función de luminosidad se puede utilizar también para estudiar la evolución de las galaxias a lo largo de la historia del Universo. De esta forma, Schmidt & Green (1983) encontraron que la densidad espacial de los PG QSOs fue mucho mayor a mayores desplazamientos al rojo ( $z > 0.5$ ) y que dicho aumento depende de su luminosidad, siendo mayor a mayores luminosidades (para una discusión más reciente sobre el tema ver Hopkins et al. 2007). Las galaxias infrarrojas han seguido una evolución muy parecida a la de los PG QSOs. Esto se puede intuir en la figura 2.4, donde la función de luminosidad de las ULIRGs locales ( $z < 0.1$ ), medida a partir de la muestra RBGS, toma valores que son aproximadamente la mitad de los calculados para las ULIRGs de la muestra 1 Jy de *IRAS* (Kim & Sanders 1998), situadas a distancias algo mayores:  $\langle z \rangle = 0.144$ . Por motivos de sensibilidad, *IRAS* apenas detectó galaxias a  $z > 0.5$ , por lo que ha sido sólo recientemente que se ha podido extender el estudio de la evolución de la función de luminosidad de las LIRGs y las ULIRGs a mayores desplazamientos al rojo. Las observaciones profundas en el infrarrojo de pequeñas áreas del cielo con satélites espaciales, como *ISO* (Kessler et al. 1996) y posteriormente *Spitzer* (Werner et al. 2004), y en el rango milimétrico y submilimétrico con arrays de bolómetros, como la cámara SCUBA (Holland et al. 1999) en el telescopio JCMT y la cámara MAMBO en el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, han confirmado que las LIRGs y las ULIRGs fueron mucho más abundantes en el Universo joven y desempeñaron un papel dominante en la historia de la formación estelar a  $z > 0.7$  (Smail et al. 1997; Hughes et al. 1998; Elbaz et al. 1999, 2002; Blain et al. 1999, 2002; Pérez-González et al. 2005; Le Floc’h et al. 2005; Reddy et al. 2008).

En la figura 2.5a puede verse cómo ha cambiado la densidad de formación estelar del Universo,  $\dot{\rho}_*$ , a lo largo del tiempo<sup>2</sup> (Hopkins 2004; Hopkins & Beacom 2006). En torno a  $z \simeq 4$  la densidad de formación estelar alcanzó un valor máximo para luego permanecer aproximadamente constante hasta  $z \simeq 1$ , momento en el cual comenzó disminuir hasta los valores actuales a  $z = 0$ . En la figura 2.5b se ha representado la contribución a  $\dot{\rho}_*$

<sup>2</sup>A este tipo de gráficas se les suele llamar diagramas de Lilly-Madau (Lilly et al. 1996; Madau et al. 1996).  $\dot{\rho}_*$  se expresa en unidades de  $M_\odot \text{yr}^{-1} \text{Mpc}^{-3}$ .



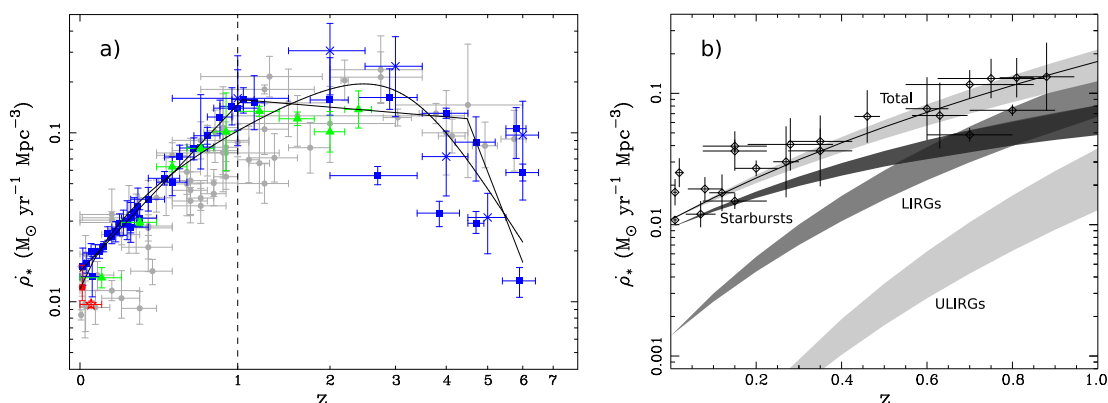


Figura 2.5: a) Evolución de la densidad de formación estelar del Universo ( $\dot{\rho}_*$ ) en función de  $z$  (adaptada de la figura 1 de Hopkins & Beacom 2006). b) Contribución de las LIRGs y las ULIRGs a la densidad de formación estelar del Universo entre  $z = 0$  y  $z = 1$  (adaptada de la figura 14 de Le Floch et al. 2005). Las galaxias infrarrojas empiezan a dominar la formación estelar a partir de  $z \sim 0.7$ .

de las galaxias infrarrojas, calculada entre  $z = 0$  y  $z = 1$  por Le Floch et al. (2005) a partir de observaciones de *Spitzer* a  $24 \mu\text{m}$  en el campo profundo sur de *Chandra* (*Chandra deep field-south*, CDF-S). Mientras que en el Universo local la mayor parte de la formación estelar se produce en galaxias *starbursts* con luminosidades infrarrojas menores de  $10^{11} L_\odot$ , a mayores desplazamientos al rojo, debido a la fuerte evolución con  $z$  de la función de luminosidad de las LIRGs y las ULIRGs, la contribución a  $\dot{\rho}_*$  de las galaxias infrarrojas se hace cada vez más importante. Entre  $z \simeq 0.7$  y  $z \simeq 1$  la formación estelar estuvo dominada por galaxias con luminosidades infrarrojas similares a las de las LIRGs del Universo local. Aunque no se muestra en la figura, hoy se sabe que la contribución a  $\dot{\rho}_*$  de las galaxias de tipo ULIRG continua aumentando entre  $z \simeq 1$  y  $z \simeq 3$  y que estas pudieron llegar a dominar la formación estelar a partir de  $z \sim 2$  (Pérez-González et al. 2005; Reddy et al. 2008).

Estos resultados demuestran la importancia del estudio de las propiedades de las LIRGs y las ULIRGs locales, ya que dicho estudio puede aportar mucha información sobre la naturaleza y las características de las galaxias que dominaron la formación estelar a lo largo de la historia del Universo.

### 2.3.2. Actividad nuclear

En torno al 90 % de las galaxias del Universo local presentan líneas de emisión en su espectro óptico (Ho et al. 1997). Estas líneas se originan en la componente ca-

liente ( $T \sim 10^4$  K) e ionizada del medio interestelar de la galaxia y contienen mucha información sobre sus propiedades físicas y el tipo de radiación a la que dicha componente se encuentra sometida. En particular, a partir del estudio de las líneas ópticas de emisión de especies atómicas neutras e ionizadas, como las del  $H^0$ ,  $O^0$ ,  $O^+$ ,  $O^{++}$ ,  $N^+$  y  $S^+$ , se puede estimar el grado de ionización del gas, su oscurecimiento, la temperatura, la densidad electrónica, la metalicidad y la naturaleza de las fuentes (estelares o no estelares) responsables de la ionización. Para derivar esto último se suelen utilizar diagramas de cocientes de líneas atómicas (e.g., Heckman 1980; Baldwin et al. 1981; Veilleux & Osterbrock 1987; Kewley et al. 2006), que permiten clasificar a las galaxias con líneas ópticas de emisión en cuatro grupos: galaxias Seyfert 1, Seyfert 2, LINER y HII. Las galaxias de tipo Seyfert 1 se caracterizan por poseer líneas permitidas en emisión anchas ( $\Delta V_{\text{FWHM}} \sim 1000 - 6000 \text{ km s}^{-1}$ ) y líneas prohibidas en emisión estrechas ( $\Delta V_{\text{FWHM}} \sim 300 - 800 \text{ km s}^{-1}$ ) de elevada ionización. El espectro óptico de las galaxias Seyfert 2 es similar al de las galaxias Seyfert 1, excepto en que todas sus líneas son estrechas. La fuente de ionización dominante en este tipo de galaxias es un núcleo activo galáctico o AGN (*Active Galactic Nucleus*). Las galaxias LINER, como su propio nombre indica (*low-ionization nuclear emission-line regions*), son galaxias con regiones nucleares emisoras de líneas de baja ionización; se las suele incluir también dentro del grupo de las galaxias con AGN, aunque en algunos casos su espectro óptico de emisión se puede explicar igualmente por ionización por choques asociados a formación estelar (Dopita & Sutherland 1995). Por último, las galaxias HII tienen espectros ópticos similares a los de las regiones HII de nuestra galaxia y algunas galaxias cercanas, por lo que el origen de sus líneas es principalmente estelar (ionización por fotones ultravioleta procedentes de estrellas masivas jóvenes de tipo OB).

Son muchos los estudios publicados de espectroscopia óptica en muestras de galaxias infrarrojas (Elston et al. 1985; Sanders et al. 1988a; Leech et al. 1989; Armus et al. 1989; Allen et al. 1991; Kim et al. 1995; Veilleux et al. 1995; Wu et al. 1998; Kim et al. 1998; Veilleux et al. 1999a; Kewley et al. 2001). Los resultados encontrados suelen coincidir en términos generales: mientras que las LIRGs son mayoritariamente galaxias de tipo HII, las ULIRGs presentan un alto porcentaje de galaxias de tipo Seyfert. Posiblemente el estudio espectroscópico más completo sobre las propiedades ópticas de las LIRGs y las ULIRGs sea el trabajo de Veilleux et al. (1995, 1999a) en las muestras BGS (*Bright Galaxy Sample*, Soifer et al. 1987b, 1989) y 1 Jy de *IRAS*. En la figura 2.6 se han representado los resultados combinados de las dos muestras. Como puede apreciarse, el número de galaxias con actividad nuclear de origen no estelar

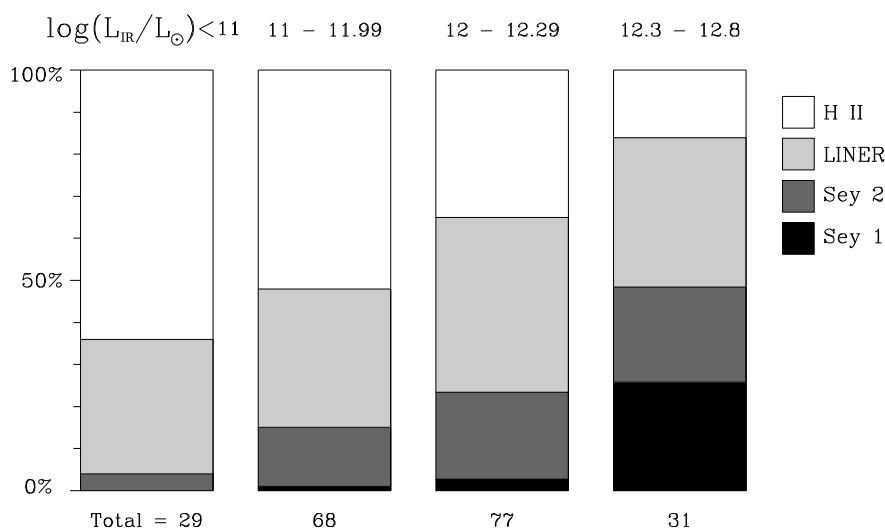


Figura 2.6: Distribuciones en función de  $L_{\text{IR}}$  de los distintos tipos de actividad nuclear en el óptico de la muestra de galaxias infrarrojas estudiada por Veilleux et al. (1995, 1999a). A medida que aumenta  $L_{\text{IR}}$  el porcentaje de galaxias Seyfert se hace cada vez mayor, mientras que la proporción de las galaxias HII disminuye y la de galaxias LINER permanece constante.

aumenta con la luminosidad infrarroja, de tal forma que para  $L_{\text{IR}} > 10^{12.3} L_{\odot}$  aproximadamente el 50 % de las ULIRGs tienen espectros ópticos de emisión de tipo Seyfert 1 y Seyfert 2. Por el contrario, el porcentaje de galaxias HII disminuye con  $L_{\text{IR}}$ , mientras que la proporción de galaxias LINER permanece constante ( $\sim 35$  %). Considerando las ULIRGs en su conjunto, sin separar entre luminosidades infrarrojas mayores y menores de  $10^{12.3} L_{\odot}$ , los porcentajes de galaxias HII, LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1 son, respectivamente, iguales al 30 %, 40 %, 21 % y 9 %. Sin contar las galaxias de tipo LINER, en torno al 30 % de las ULIRGs de la muestra 1 Jy de *IRAS* presentan signos evidentes de AGNs en sus espectros ópticos de emisión. Este porcentaje es significativamente mayor que el 11 % encontrado por Ho et al. (1997) en una muestra de 486 galaxias locales de menor luminosidad.

No se puede descartar que algunas de las LIRGs y ULIRGs clasificadas en el óptico como de los tipos HII o LINER tengan en su interior un AGN altamente oscurecido contribuyendo de manera significativa a la luminosidad infrarroja total de la galaxia. La espectroscopia en el infrarrojo cercano o NIR (*near infrared*) es menos sensible que la espectroscopia óptica a los efectos de la opacidad del polvo ( $A_K \sim 0.1A_V$ , Rieke & Lebofsky 1985) y permite avanzar un paso más hacia la detección de actividad nuclear de origen no estelar en este tipo de galaxias. Para ello se suelen observar las líneas de recombinación del hidrógeno atómico  $\text{Pa}\alpha$  ( $\lambda = 1.875 \mu\text{m}$ ) y  $\text{Br}\gamma$  ( $\lambda = 2.166 \mu\text{m}$ ) y la

línea prohibida del silicio cinco veces ionizado [Si VI] ( $\lambda = 1.962 \mu\text{m}$ ). La presencia de un AGN en la galaxia viene indicada por la detección de anchuras a media altura mayores de  $1000 \text{ km s}^{-1}$  en las primeras, que delatan la existencia de una región de líneas anchas (*broad line region*) en el núcleo galáctico, o por la mera detección de la línea del silicio, ya que el potencial de ionización del ion  $\text{Si}^{4+}$  es de 167 eV y fotones con esa energía sólo se encuentran en cantidades abundantes en las proximidades de un AGN. Las observaciones de estas líneas en las galaxias infrarrojas han resultado infructuosas a la hora de detectar AGNs oscurecidos que no se conocieran con anterioridad por observaciones en el óptico (Marconi et al. 1994; Goldader et al. 1995, 1997a,b; Veilleux et al. 1997, 1999b; Murphy et al. 1999, 2001a; Burston et al. 2001; Valdés et al. 2005; Dannerbauer et al. 2005). En ninguna de las LIRGs y ULIRGs de los tipos HII o LINER estudiadas se han encontrado indicios de la presencia de AGNs. Sólo se han descubierto líneas de recombinación anchas o se ha detectado la línea [Si VI] en algunas de las galaxias clasificadas como Seyfert 2. Sin embargo, la absorción producida por el polvo en los núcleos de las LIRGs y las ULIRGs puede ser importante incluso en el rango de longitudes de onda del infrarrojo cercano, por lo que aún es posible que algunas de las galaxias HII y LINER estudiadas tengan en su interior un AGN oscurecido, invisible a los diagnósticos de líneas de emisión en el óptico y el infrarrojo cercano. Esto puede ser especialmente cierto en las galaxias LINER, donde se ha comprobado que la opacidad en el infrarrojo cercano suele ser mayor que en las galaxias HII (Veilleux et al. 1997; Murphy et al. 2001a).

Por último, debemos aclarar que la detección de un AGN en el núcleo de una galaxia no implica necesariamente que la luminosidad bolométrica de dicha galaxia esté dominada por el AGN. En la actualidad los métodos utilizados para determinar la luminosidad de un AGN a partir de su espectro óptico e infrarrojo son más cualitativos que cuantitativos, y en general no permiten calcular de forma exacta cuál de los dos fenómenos, formación estelar y AGN, es el que domina la luminosidad. Los efectos de la opacidad del polvo en las líneas y la confusión espacial entre la emisión del AGN y la formación estelar nuclear hacen que dicho cálculo sea aún más incierto para las LIRGs y las ULIRGs (ver por ejemplo la aproximación adoptada por Veilleux et al. 1997, 1999a,b).

## 2.4. Observaciones en el ultravioleta

Se han realizado muy pocas observaciones en el ultravioleta (UV) de las galaxias infrarrojas. Esto tiene dos razones principales. La primera es que la atmósfera terrestre absorbe casi todos los fotones que le llegan en ese rango espectral, por lo que su observación desde tierra es muy difícil, por no decir prácticamente imposible (sí se han realizado sin embargo algunas observaciones en la banda  $U'$  del UV cercano, Surace & Sanders 2000). La segunda razón es que el propio medio interestelar de las LIRGs y las ULIRGs absorbe la mayor parte de la radiación UV producida en su interior, por lo que incluso con observatorios espaciales como *IUE* (*International Ultraviolet Explorer*), *HST* (*Hubble Space Telescope*) o *GALEX* (*Galaxy Evolution Explorer*) estas galaxias son difíciles de detectar. Sin embargo, no por eso el estudio de las propiedades UV de las galaxias infrarrojas deja de ser importante. Gran parte de la información disponible de muchas de las galaxias detectadas a  $z > 1$  proviene de ese rango de longitudes de onda, desplazado por efecto Doppler al óptico y al infrarrojo cercano (e.g., Chapman et al. 2003, 2005). Como ya se mencionó en el apartado 2.3.1, la naturaleza de algunas de estas fuentes parece ser similar a la de las LIRGs y las ULIRGs del Universo local y una forma de comprobar esto es comparando sus propiedades en el UV con las de las galaxias infrarrojas.

Las imágenes en el UV de las LIRGs y las ULIRGs son en algunos casos muy distintas a sus imágenes en el óptico o el infrarrojo cercano (Trentham et al. 1999; Surace & Sanders 2000; Goldader et al. 2002). Esto se debe sobre todo a que la emisión en el UV está más afectada por la absorción del polvo ( $A_{0.16\mu\text{m}} \sim 2.5 A_V$ , Draine 2003). En la figura 2.7 mostramos como ejemplo las imágenes en el UV lejano, el UV cercano, el óptico y el infrarrojo cercano de la galaxia Arp 220 (Goldader et al. 2002). Situada a una distancia de 78 Mpc, Arp 220 es la ULIRG más próxima a nuestra galaxia y es por tanto también la ULIRG más estudiada. Sus imágenes ópticas e infrarrojas indican que se encuentra en la última fase de la interacción entre dos galaxias espirales de masas parecidas. Los núcleos de las galaxias son visibles en el infrarrojo y el radiocontinuo y están separados unos 350 pc ( $\sim 0.9''$ ) en la dirección este-oeste (Norris 1988; Graham et al. 1990; Scoville et al. 1998). La mayor parte de la luminosidad infrarroja procede del kiloparsec central del sistema (Soifer et al. 1999), donde se han detectado mediante técnicas de VLBI en el radiocontinuo numerosas supernovas distribuidas alrededor de los dos núcleos (Smith et al. 1998b; Lonsdale et al. 2006a). El núcleo oeste presenta

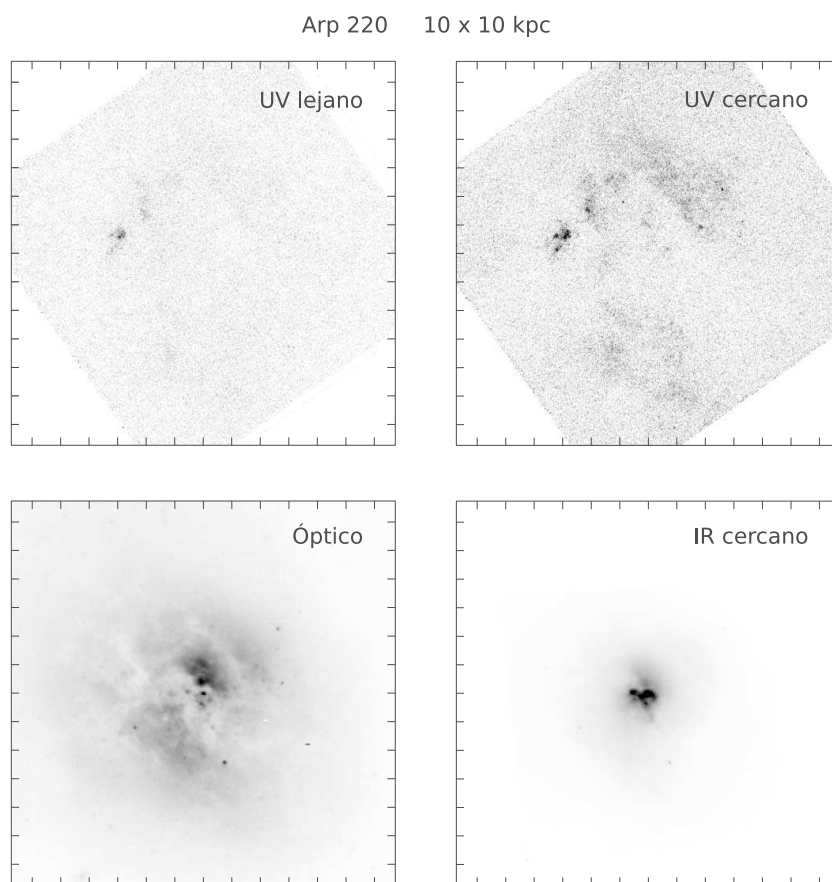


Figura 2.7: La galaxia ultraluminosa en el infrarrojo Arp 220 vista con el satélite espacial Hubble en las bandas espectrales del ultravioleta lejano ( $\lambda = 1457 \text{ \AA}$ ), el ultravioleta cercano ( $\lambda = 2364 \text{ \AA}$ ), el óptico ( $\lambda = 7973 \text{ \AA}$ ) y el infrarrojo cercano ( $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ ). El tamaño de cada una de las cajas es de  $27'' \times 27''$  ( $10 \times 10 \text{ kpc}$ ) y la separación de las marcas en los ejes es de  $2''$ . Puede apreciarse como disminuye la opacidad a mayores longitudes de onda. Los dos núcleos de la galaxia, detectados por primera vez en el radiocontinuo (Norris 1988) y que empiezan a distinguirse en el infrarrojo cercano, están separados unos  $350 \text{ pc}$  ( $\sim 0.9''$ ). Adaptada de la figura 15 de Goldader et al. (2002).

además evidencias de tener un AGN oscurecido en su interior que podría dominar la luminosidad total de la galaxia (Iwasawa et al. 2005; Downes & Eckart 2007). Como puede verse en la figura 2.7, la emisión UV de Arp 220 es una combinación de emisión difusa, extendida a lo largo de varios kpc, y emisión concentrada en regiones prácticamente puntuales a la resolución del *HST*, correspondientes a cúmulos estelares poco oscurecidos con edades estimadas entre 10 y 100 Myr (Surace & Sanders 2000). Lo más destacable de estas imágenes es que apenas se detecta emisión UV en el centro de la galaxia, lo cual indica que la densidad de columna de gas y polvo en la dirección de los núcleos es muy grande.

A diferencia de Arp 220, algunas LIRGs y ULIRGs tienen una parte importante de su emisión UV distribuida a lo largo de las colas de marea producidas por las interacciones galácticas o, cuando la opacidad no es muy elevada, concentrada en los núcleos de las galaxias (Trentham et al. 1999; Surace & Sanders 2000; Goldader et al. 2002). Sin embargo, incluso en estos últimos casos las tasas de formación estelar deducidas a partir de la luminosidad UV (corregida o sin corregir de la absorción del polvo) son sólo un pequeño porcentaje de las tasas requeridas para producir las enormes luminosidades infrarrojas de las LIRGs y las ULIRGs; de lo que se deduce que la mayor parte de la formación estelar en este tipo de objetos permanece invisible en el UV, oscurecida bajo grandes concentraciones de gas y polvo. Este resultado tiene implicaciones muy importantes para los análisis de las observaciones de las galaxias detectadas a elevados desplazamientos al rojo, ya que si estas galaxias tienen propiedades similares a las de las LIRGs y las ULIRGs del Universo local las tasas de formación estelar deducidas de sus observaciones ópticas e infrarrojas pueden estar seriamente subestimadas (Trentham et al. 1999; Goldader et al. 2002). En ese caso la mejor forma de estimar la formación estelar es a partir de las observaciones en los rangos infrarrojo y submilimétrico, que trazan los máximos de las distribuciones espectrales de energía de las galaxias y están mucho menos afectadas por la absorción del polvo.

## 2.5. Observaciones en el infrarrojo

Como ya mencionamos en el apartado 2.1, las distribuciones espectrales de energía de las galaxias infrarrojas suelen tener sus máximos de emisión en el rango de longitudes de onda del infrarrojo medio y lejano (e.g., Sanders et al. 1988a). A modo de ejemplo, en la figura 2.8 se ha representado la distribución espectral de energía de la galaxia ultraluminosa en el infrarrojo Arp 220.

La emisión óptica y ultravioleta procedente de las estrellas recién formadas en las galaxias infrarrojas es absorbida por el polvo interestelar, el cual la reemite térmicamente en forma de radiación infrarroja. Debido a esto, la luminosidad infrarroja es un excelente indicador de la luminosidad producida por los brotes de formación estelar, por lo que se puede emplear para estimar la tasa de formación estelar en este tipo de galaxias. Para ello sólo es necesario conocer la edad del brote de formación estelar y su función inicial de masas (IMF, *Initial Mass Function*). De esta forma, Kennicutt (1998a) derivó

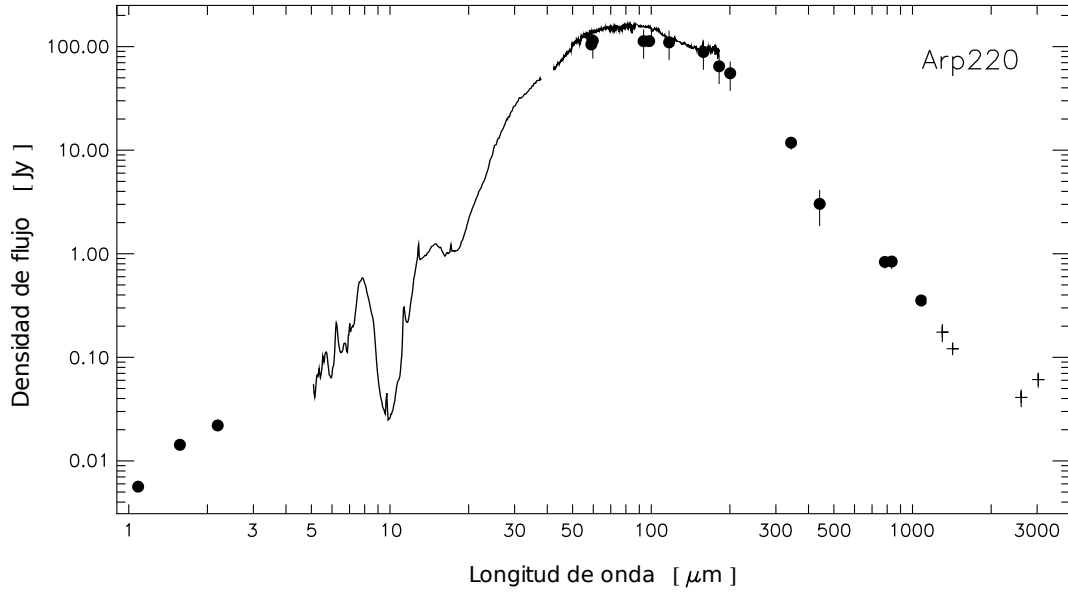


Figura 2.8: Distribución espectral de energía de Arp 220. La mayor parte de la luminosidad de la galaxia proviene del rango espectral del infrarrojo medio y lejano, entre 30 y 300  $\mu\text{m}$ . Pueden identificarse fácilmente las bandas de absorción de los silicatos amorfos a 9.8 y 18.5  $\mu\text{m}$ , las bandas de emisión de los PAHs a 6.2, 7.7, 11.3 y 12.7  $\mu\text{m}$ , la línea de estructura fina [Ne II] a 12.8  $\mu\text{m}$  y las líneas del hidrógeno molecular  $\text{H}_2$   $S(3)$  y  $\text{H}_2$   $S(1)$  a 9.7 y 17.0  $\mu\text{m}$ , respectivamente. Adaptada de la figura 1 de Spoon et al. (2004) y la figura 9 de Armus et al. (2007).

el siguiente factor de conversión entre la luminosidad infrarroja y la tasa de formación estelar:

$$\text{SFR} = 1.7 \times 10^{-10} L_{\text{IR}} \quad (2.1)$$

donde  $L_{\text{IR}}$  se expresa en luminosidades solares y SFR está dada en unidades de  $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Para llegar a este factor, Kennicutt (1998a) empleó una función inicial de masas de tipo Salpeter con masas estelares entre 0.1 y 100  $M_{\odot}$ , y consideró brotes de formación estelar continuos con edades entre 10 y 100 Myr. Según esto, las galaxias ultraluminosas en el infrarrojo tienen tasas de formación estelar mayores de 170  $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . En comparación, la Vía Láctea forma estrellas a un ritmo de 4  $M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  (e.g., McKee & Williams 1997).

La relación anterior asume de forma implícita que la luminosidad infrarroja mide únicamente la luminosidad del brote de formación estelar y que cualquier otra contribución a  $L_{\text{IR}}$ , como la emisión en el infrarrojo de una componente estelar más evolucionada o la emisión de un AGN oscurecido, ha sido corregida previamente. En determinadas ocasiones en las galaxias infrarrojas se puede identificar la presencia de un AGN oscurecido a través de un exceso de emisión en el infrarrojo medio (e.g., Rowan-Robinson



& Crawford 1989; Farrah et al. 2003, figura 2.2). Sin embargo, cuando la opacidad es elevada, el continuo infrarrojo apenas aporta información sobre el campo de radiación original antes de ser absorbido (ver por ejemplo la figura 1 de Sirocky et al. 2008). Por suerte, sobre el continuo infrarrojo de las LIRGs y las ULIRGs se pueden identificar una gran variedad de líneas atómicas de estructura fina, junto con las bandas de absorción y de emisión de los silicatos y los PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons, figura 2.8), las cuales se suelen utilizar para identificar la presencia de AGNs oscurecidos en el interior de las galaxias.

Al igual que en óptico, se han desarrollado varios diagramas de líneas infrarrojas de emisión con el fin de constreñir la posible contribución de un AGN oscurecido a la luminosidad infrarroja total de las LIRGs y las ULIRGs (Lutz et al. 1996, 1998; Genzel et al. 1998; Laurent et al. 2000; Armus et al. 2007; Farrah et al. 2007). No vamos a discutir cada uno de estos diagramas aquí, pero sí mencionaremos que los casos más claros de galaxias identificadas como AGNs en el infrarrojo suelen estar también clasificadas como AGNs en el óptico y en el infrarrojo cercano (Taniguchi et al. 1999; Lutz et al. 1999).



## 3 Propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs

En el apartado 2.2.1 vimos que la interacción entre dos o más galaxias espirales es en la mayoría de los casos un requisito necesario para la aparición de la fase luminosa y ultraluminosa en el infrarrojo. Otra condición imprescindible es la existencia de grandes cantidades de gas molecular y polvo interestelar en el interior de por lo menos una de las galaxias implicadas en la interacción. Sólo a través del gas molecular y del polvo es posible generar, mediante procesos de formación estelar o la activación de un AGN, las enormes luminosidades que definen a las LIRGs y las ULIRGs. El polvo se necesita para absorber la radiación producida en los rangos espectrales del óptico y del ultravioleta y reemitirla térmicamente en forma de radiación infrarroja. A su vez, esa misma radiación puede modificar las propiedades físicas y químicas del medio interestelar de las galaxias y potenciar o inhibir los procesos de formación estelar y actividad nuclear que tienen lugar en su interior. La manera en que la radiación modifica las propiedades del gas molecular depende en gran medida de su espectro de frecuencias. Dado que dicho espectro es distinto según provenga de la formación estelar o de un AGN, en teoría debería ser posible deducir, a partir del estudio de las propiedades del gas molecular, cuál de estos dos procesos es el que domina la luminosidad de las galaxias infrarrojas.

### 3.1. La molécula de $H_2$

La molécula más abundante del medio interestelar es el hidrógeno molecular o  $H_2$ . La observación de sus líneas espectrales debería ser por tanto el método más adecuado para estudiar las propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs. Sin embargo, esto está muy lejos de ser cierto. La molécula de  $H_2$  es homonuclear y simétrica, por lo que su momento dipolar eléctrico es nulo y no tiene transiciones dipolares

permitidas. Las únicas transiciones rotacionales puras del  $\text{H}_2$  son las transiciones cuadrupolares, cuyas frecuencias caen en el rango espectral del infrarrojo medio, por lo que es difícil observarlas desde tierra debido a la absorción producida por la atmósfera. Además, los coeficientes de desexcitación espontánea de las transiciones cuadrupolares son muy bajos (e.g.,  $A_{S(0)} = 2.95 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$ ) y las energías de los niveles rotacionales superiores al nivel fundamental son muy elevadas ( $E_u/k > 500 \text{ K}$ ), lo que hace que la emisión de las líneas sea generalmente débil. Como consecuencia de esto, las transiciones rotacionales puras de la molécula de  $\text{H}_2$  trazan únicamente la componente templada ( $T \sim 100 - 1000 \text{ K}$ ) del gas molecular, que suele ser una pequeña fracción de la masa total de  $\text{H}_2$  de una galaxia.

La puesta en órbita del observatorio espacial *ISO* permitió observar por primera vez en unas pocas LIRGs y ULIRGs las transiciones rotacionales puras del nivel vibracional fundamental de la molécula de  $\text{H}_2$  (Sturm et al. 1996; Rigopoulou et al. 2002; Lutz et al. 2003). Los resultados encontrados demostraron que en este tipo de galaxias las propiedades de la componente del gas molecular trazada por las líneas de  $\text{H}_2$  son similares, en lo que a temperatura de excitación y fracción de masa total de  $\text{H}_2$  se refiere, a las de las galaxias *starburst* y las galaxias Seyfert. El lanzamiento posterior del observatorio espacial *Spitzer* ha permitido extender los estudios anteriores a muestras más amplias de galaxias infrarrojas (Higdon et al. 2006). Las conclusiones a las que se ha llegado son parecidas. Las líneas observadas trazan principalmente una componente templada del gas molecular con temperaturas de excitación del orden de los 300 K. El porcentaje de masa total de  $\text{H}_2$  en esa componente varía de una galaxia a otra, pero suele ser casi siempre menor del 5 %<sup>1</sup>. No se ha encontrado ninguna relación entre la masa de  $\text{H}_2$  medida y la luminosidad infrarroja o el tipo de actividad nuclear de la galaxia. En cuanto al origen de la excitación de las líneas, Higdon et al. (2006) concluyen que dicha excitación se produce principalmente en regiones dominadas por fotodisociación (PDRs, *Photon Dominated Regions*), aunque en algunas galaxias no se puede descartar una contribución a la excitación debida a choques.

Otras transiciones permitidas de la molécula de  $\text{H}_2$  son las transiciones rovibracionales. La ventaja que tienen frente a las transiciones rotacionales puras, que no modifican

---

<sup>1</sup>Estos porcentajes pueden estar subestimados. Higdon et al. (2006) detectan la línea  $S(0)$  en muy pocas galaxias de su muestra, por lo que tienen que estimar la masa templada de  $\text{H}_2$  a partir de la temperatura de excitación derivada del ajuste de las líneas  $S(1)$  y  $S(3)$ . Las temperaturas de excitación calculadas utilizando la línea  $S(0)$  suelen ser en general menores ( $T \sim 150 \text{ K}$ ) y las masas templadas de  $\text{H}_2$  mayores ( $\sim 15 \%$  de la masa total de  $\text{H}_2$ ).

el estado vibracional de la molécula, es que algunas de sus líneas caen en el rango espectral del infrarrojo cercano (banda *K*). Esto hace que sea relativamente fácil observarlas desde tierra. De hecho, las primeras observaciones de  $H_2$  en LIRGs y ULIRGs se realizaron precisamente en estas líneas (e.g., Joseph et al. 1984; Rieke et al. 1985), mucho antes del lanzamiento del observatorio espacial *ISO* a finales de 1995. Sin embargo, las transiciones rovibracionales de  $H_2$  requieren energías muy elevadas para producirse, por lo que trazan una componente del gas molecular aún más caliente ( $T > 1000$  K) y menos masiva ( $\sim 10^{-5}$  veces la masa total de  $H_2$ ) que la componente trazada por las líneas rotacionales puras discutidas en los párrafos anteriores.

En conclusión, pese a ser la molécula más abundante del medio interestelar y debido a sus particulares propiedades de excitación y emisión, la molécula de  $H_2$  es una pésima trazadora de la componente más fría y más masiva del gas molecular. Para estudiar las propiedades físicas y químicas de dicha componente en las galaxias infrarrojas no hay más remedio que observar las transiciones rotacionales puras de otras moléculas mucho menos comunes (en un factor mayor de diez mil) que el hidrógeno molecular.

### 3.2. La molécula de CO

La segunda molécula más abundante del medio interestelar es la molécula de monóxido de carbono o CO. A diferencia del hidrógeno molecular, el momento dipolar eléctrico de la molécula de CO es distinto de cero ( $\mu = 0.112$  D), por lo que las transiciones dipolares entre los niveles rotacionales de su estado vibracional fundamental sí le están permitidas. Las longitudes de onda de dichas transiciones caen en los rangos espectrales milimétrico y submilimétrico, donde la atmósfera es parcialmente transparente, posibilitando su observación desde tierra con las técnicas desarrolladas por la radioastronomía. Además, gracias a su pequeño momento dipolar eléctrico, las densidades críticas<sup>2</sup> necesarias para la excitación de sus líneas rotacionales son relativamente bajas en comparación con las de otras moléculas del medio interestelar (e.g., CS, CN,

<sup>2</sup>La densidad crítica,  $n_{\text{crit}}$ , se define como la densidad a partir de la cual la excitación colisional empieza a dominar frente a la radiativa y marca el momento en el que los niveles de la transición comienzan a estar termalizados. Normalmente se supone que es también una indicación de la densidad a partir de la cual la línea empieza a ser detectable. Aunque esto no es del todo cierto, ya que la emisividad de la línea depende además de la densidad de columna molecular, por lo que si la línea es ópticamente espesa se puede detectar a densidades menores de la crítica. Se define por eso la densidad crítica efectiva,  $n_{\text{eff}}$ , como el cociente entre la densidad crítica y la opacidad de la línea. A modo de ejemplo, la densidad crítica de la transición rotacional CO(1-0) es  $n_{\text{crit}} = 3 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que  $n_{\text{eff}} \sim 3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ .

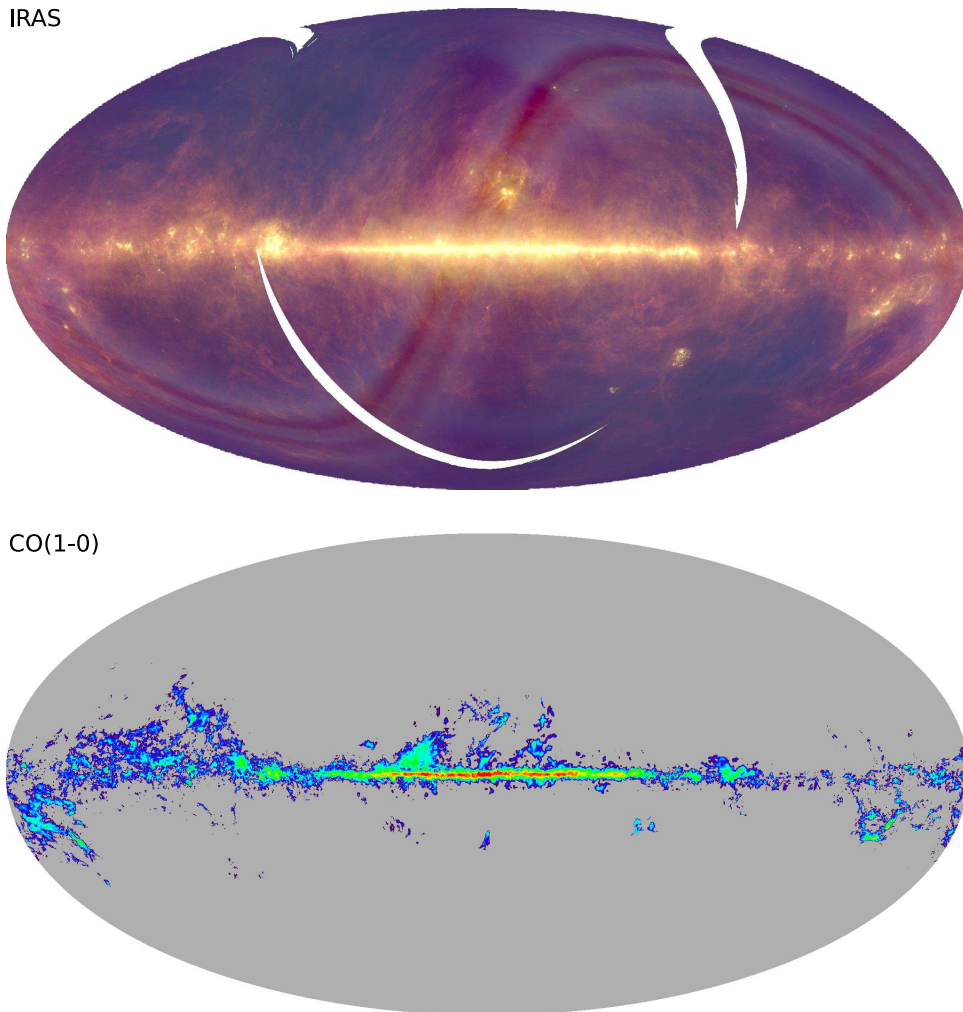


Figura 3.1: Distribuciones de la emisión infrarroja y del gas molecular en la Vía Láctea vistas desde la posición solar representadas en coordenadas galácticas. La imagen infrarroja (arriba) es una composición de las bandas de *IRAS* a 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ . Las zonas blancas corresponden a regiones no observadas. La emisión de la línea  $\text{CO}(1-0)$  (abajo) traza la distribución del gas molecular (Dame et al. 2001). Las escalas son logarítmicas en ambos casos. Las imágenes se han tomado de la base de datos LAMDA (*Legacy Archive for Microwave Background Data*) de la NASA.

$\text{HCN}$ ,  $\text{HNC}$ ,  $\text{HCO}^+$ ). Todo esto hace que la emisión de la molécula de  $\text{CO}$  sea fácilmente detectable con los radiotelescopios actuales en casi todas las regiones donde el gas molecular está presente, desde las nubes moleculares de la Vía Láctea, hasta los discos de gas molecular de las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo.

En nuestra galaxia casi la totalidad de la formación estelar se produce en el interior de nubes moleculares gigantes (GMCs, *Giant Molecular Clouds*) en las que la emisión de  $\text{CO}$  es intensa (e.g., Myers et al. 1986; Shu et al. 1987; Evans 1999; McKee & Ostriker 2007). Esto puede verse en la figura 3.1, donde se han representado las distri-

buciones de la emisión infrarroja y del gas molecular de la Vía Láctea. Los máximos de la emisión infrarroja, trazada por las densidades de flujo de *IRAS* a 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ , marcan las regiones en las que se han formando estrellas recientemente. La distribución del gas molecular viene indicada por la emisión integrada en velocidades de la línea CO(1–0) (Dame et al. 2001). A grandes rasgos ambas distribuciones son muy parecidas. Las regiones de intensa formación estelar coinciden en casi todos los casos con zonas brillantes de CO(1–0). Lo contrario, en cambio, no siempre es cierto, y pueden encontrarse nubes de gas molecular en las que no se dan las condiciones necesarias para la formación de estrellas.

### 3.2.1. El factor de conversión $X_{\text{CO}}$

Seguramente, la molécula de CO no habría llegado a convertirse en el trazador por excelencia del gas molecular, de no haberse encontrado que a partir de la luminosidad de su línea CO(1–0) puede estimarse la masa total de gas molecular utilizando un factor de conversión,  $X_{\text{CO}}$ , relativamente constante (e.g., Solomon et al. 1987):

$$M_{\text{gas}} = X_{\text{CO}} L'_{\text{CO}(1-0)} \simeq 4.3 M_{\odot} L'^{-1} L'_{\text{CO}(1-0)}, \quad (3.1)$$

donde  $M_{\text{gas}}$  incluye la contribución del helio a la masa total de gas molecular ( $\sim 36\%$ ) y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  es la luminosidad de la línea CO(1–0) en unidades  $L' \equiv \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$  (e.g., Solomon et al. 1997, ecuación 2).

La existencia y constancia de dicho factor de conversión se ha demostrado para las nubes moleculares de nuestra galaxia empleando técnicas muy diversas (e.g., Young & Scoville 1982; Sanders et al. 1984; Bloemen et al. 1986; Solomon et al. 1987; Strong et al. 1988; Dame et al. 2001). Tal vez la más utilizada sea la que asume que las nubes moleculares se encuentran aproximadamente en equilibrio virial para deducir la masa del gas molecular a partir de la anchura en velocidades de la línea de CO. Empleando este procedimiento Solomon et al. (1987) descubrieron una fuerte correlación entre las luminosidades de la línea CO(1–0) medidas en una muestra de 273 GMCs y las masas viriales de las nubes:

$$M_{\text{vir}} = 39 L'_{\text{CO}(1-0)}^{0.81 \pm 0.03} \quad (3.2)$$

Pese a que la proporción entre  $M_{\text{vir}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  no es exactamente lineal<sup>3</sup>, la variación de  $X_{\text{CO}}$  respecto a su valor promedio es menor de un factor 2 para la mayoría de las nubes estudiadas. Esta variación debería ser menos importante en el caso de las observaciones extragalácticas, donde, con la excepción de algunas galaxias cercanas, no es posible detectar las nubes individuales y se promedia su emisión a la escala del kiloparsec.

Sin embargo, pronto surgieron serias dudas sobre la fiabilidad de aplicar un único factor de conversión para todas las galaxias, ya que las propiedades del gas molecular en otras galaxias no tienen por qué ser las mismas de las que observamos localmente (e.g., Maloney & Black 1988). Si se asume que las nubes de gas molecular están virializadas y que éstas están compuestas de condensaciones más pequeñas que no se solapan en el espacio de velocidades, entonces, se puede demostrar que el factor de conversión depende proporcionalmente de la raíz cuadrada de la densidad del gas y es inversamente proporcional a la temperatura de brillo de la línea de CO (Dickman et al. 1986):

$$X_{\text{CO}} \propto n_{\text{H}_2}^{1/2} / T_{\text{b}} \quad (3.3)$$

El factor de conversión depende a su vez de manera indirecta de la metalicidad del gas, o, más específicamente, de la abundancia de la molécula de CO respecto a la de  $\text{H}_2$  (Maloney & Black 1988; Sakamoto 1996). Por lo tanto,  $X_{\text{CO}}$  puede cambiar si las condiciones de temperatura, densidad o metalicidad del gas molecular en otras galaxias son distintas de las de las nubes de la Vía Láctea. También debería cambiar en el caso de que las nubes moleculares no estén virializadas. El hecho de que  $X_{\text{CO}}$  sea aproximadamente constante en las nubes moleculares de nuestra galaxia se debe a que las nubes más calientes suelen tener también mayores densidades de  $\text{H}_2$ .

En la actualidad existen evidencias de que el factor de conversión es mayor en galaxias de poca metalicidad (Israel et al. 1986; Wilson 1995; Arimoto et al. 1996; Israel 1997, 2000). Por el contrario, en el caso de las galaxias infrarrojas locales y las galaxias submilimétricas a  $z \sim 2$ , diversos resultados indican que  $X_{\text{CO}} \simeq 0.8 M_{\odot} L'^{-1}$  (Downes et al. 1993; Solomon et al. 1997; Downes & Solomon 1998; Lisenfeld et al. 2000; Hinz & Rieke 2006; Tacconi et al. 2008), un valor entre cinco y seis veces menor que el de la Vía Láctea ( $X_{\text{CO}} \simeq 4.3 M_{\odot} L'^{-1}$ ). La diferencia parece deberse a que la emisión de CO en estas galaxias no proviene de un conjunto de nubes moleculares virializadas sino de un medio más homogéneo constreñido por el potencial gravitatorio de toda la galaxia,

<sup>3</sup>Recientemente Bolatto et al. (2008) han obtenido una relación lineal entre  $M_{\text{vir}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  utilizando varias muestras de GMCs galácticas y extragalácticas.



por lo que  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  es en realidad una medida de la media geométrica de la masa de gas molecular y la masa dinámica total (e.g., Downes et al. 1993).

### 3.2.2. Observaciones de CO con antena única

Las primeras observaciones de la línea CO(1–0) con radiotelescopios de una única antena en muestras significativas de galaxias infrarrojas se realizaron a mediados de los años ochenta, poco después del lanzamiento del observatorio espacial *IRAS* (Young et al. 1984, 1986a,b, 1989; Sanders & Mirabel 1985; Sanders et al. 1986, 1991; Solomon & Sage 1988; Mirabel et al. 1990; Alloin et al. 1992). De los análisis de dichas observaciones se desprendió que las LIRGs y las ULIRGs tienen grandes cantidades de gas molecular en su interior ( $M_{\text{gas}} = 5 \times 10^8 - 2 \times 10^{10} M_{\odot}$ ) y que ese gas produce estrellas con una eficiencia mucho mayor que la de la mayoría de las nubes moleculares de la Vía Láctea y otras galaxias espirales de menor luminosidad. Se comprobó también que, en promedio, las galaxias involucradas en interacciones galácticas presentan mayores eficiencias de formación estelar que las galaxias aisladas o débilmente interactuantes. Las observaciones posteriores no han hecho sino confirmar estos resultados en muestras más amplias de galaxias infrarrojas (Solomon et al. 1997; Gao & Solomon 1999, 2004a,b; Tutui et al. 2000; Yao et al. 2003; Combes et al. 2007).

En la figura 3.2a se ha representado la luminosidad infrarroja frente a la luminosidad de la línea CO(1–0) para las muestras de galaxias espirales normales, LIRGs y ULIRGs estudiadas por Solomon et al. (1997) y Gao & Solomon (2004a,b). Las galaxias espirales, con luminosidades infrarrojas menores de  $10^{11} L_{\odot}$ , presentan una fuerte correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  (línea continua). Esta correlación, aproximadamente lineal, fue descubierta por primera vez por Rickard & Harvey (1984) en una pequeña muestra de galaxias espirales locales, y nos está indicando que la tasa de formación estelar (SFR, *Star Formation Rate*) de las galaxias espirales, trazada por  $L_{\text{IR}}$ , aumenta proporcionalmente con la masa de gas molecular, medida con  $L'_{\text{CO}(1-0)}$ . Las LIRGs y las ULIRGs no siguen esta correlación y presentan por lo general luminosidades infrarrojas mayores de las que les correspondería por su luminosidad de CO. Esto puede verse más claramente en la figura 3.2b, donde se ha representado el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a la luminosidad infrarroja para la misma muestra de galaxias. El cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  se espera que sea proporcional a la eficiencia de formación estelar del gas molecular ( $\text{SFE} \equiv \text{SFR}/M_{\text{gas}} \propto L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ , *Star Formation Efficiency*), o lo que es lo mismo, a la

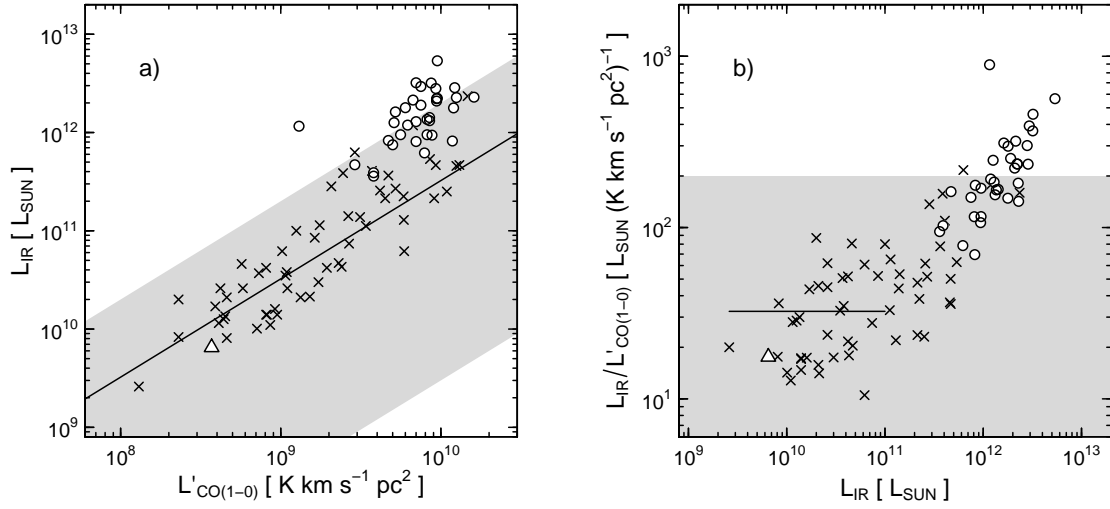


Figura 3.2: *a)* Luminosidad infrarroja ( $\propto$  SFR) frente a la luminosidad de la línea CO(1–0) ( $\propto M_{\text{gas}}$ ) para la muestra de galaxias espirales normales ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), LIRGs y ULIRGs de Gao & Solomon (2004a,b, aspas), la muestra de LIRGs y ULIRGs de Solomon et al. (1997, círculos blancos) y la Vía Láctea (Solomon & Rivolo 1989; Scoville & Good 1989, triángulo blanco). La región sombreada indica el rango de valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  medido en varias muestras de nubes moleculares gigantes de nuestra galaxia (Myers et al. 1986; Mooney & Solomon 1988; Scoville & Good 1989; Mead et al. 1990; Carpenter et al. 1990). La línea continua representa el valor medio del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  de la submuestra de galaxias espirales normales de Gao & Solomon (2004a,b). *b)* Igual que *a)* pero para el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  ( $\propto$  SFE) frente a  $L_{\text{IR}}$ .

masa de estrellas que se forman por unidad de tiempo y unidad de masa de gas molecular. Aunque para una  $L_{\text{IR}}$  dada el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  puede variar en casi un orden de magnitud, en promedio, la SFE de las galaxias espirales es aproximadamente constante. Por el contrario, el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  aumenta progresivamente con  $L_{\text{IR}}$  para las galaxias infrarrojas, lo que nos estaría indicando que el gas molecular trazado por la emisión de la línea CO(1–0) es en estas galaxias mucho más eficaz en la formación de estrellas que en las galaxias espirales de menor luminosidad.

Puesto que la mayor parte de las galaxias infrarrojas son galaxias en interacción, mientras que las galaxias de Gao & Solomon (2004a,b) con  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$  son principalmente galaxias espirales aisladas o débilmente interactuantes, se puede concluir que existe una fuerte correlación entre el grado de interacción de una galaxia y la eficiencia de formación estelar de su gas molecular. De hecho, esta correlación se ha visto que es mucho más estrecha que la observada entre el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y la luminosidad infrarroja (Young et al. 1986a, 1989; Sanders et al. 1986, 1991; Solomon & Sage 1988). Gran parte de la variación del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  en las galaxias espirales de la figu-

ra 3.2b se debe a que dentro de la muestra hay mezcladas galaxias con diversos grados de interacción y, por lo tanto, distintas eficiencias de formación estelar.

¿Existen regiones en nuestra galaxia capaces de producir estrellas con las eficiencias observadas en las LIRGs y las ULIRGs? Para responder a esta pregunta hemos sombreado en la figuras 3.2a y 3.2b el rango de valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  medido en varias muestras de GMCs de la Vía Láctea (Myers et al. 1986; Mooney & Solomon 1988; Scoville & Good 1989; Mead et al. 1990; Carpenter et al. 1990). Mientras que todas las galaxias espirales con luminosidades infrarrojas menores de  $10^{11} L_{\odot}$  caen dentro de ese rango, una LIRG y la mayoría de las ULIRGs tienen valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  mayores de los observados en las nubes moleculares de nuestra galaxia, por lo que sus eficiencias de formación estelar no se pueden explicar mediante combinaciones de este tipo de nubes. Hay que notar que al comparar las SFEs de las galaxias infrarrojas y las GMCs a partir del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  estamos asumiendo implícitamente que el factor de conversión  $X_{\text{CO}}$  es constante. Como ya hemos mencionado, existen evidencias claras de que el factor de conversión de las LIRGs y las ULIRGs es entre 5 y 6 veces menor que el galáctico, por lo que la diferencia entre las SFEs de las galaxias infrarrojas y las GMCs locales debería ser mucho mayor de lo que se aprecia en la figura 3.2b. Este resultado se puede interpretar de dos maneras. Puede que las propiedades del gas molecular de las LIRGs y las ULIRGs sean muy distintas de las propiedades de las GMCs de la Vía Láctea y las galaxias espirales, y, como consecuencia de eso, el gas molecular produzca estrellas con una eficiencia mucho mayor. El gas molecular podría ser, por ejemplo, mucho más denso en las galaxias infrarrojas que en las GMCs. La otra posibilidad, propuesta por Sanders et al. (1988a, 1991), es que la emisión de un AGN oscurecido contribuya de manera significativa a la luminosidad infrarroja total de las LIRGs y las ULIRGs, desplazando el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  desde las posiciones típicas de las galaxias espirales, hasta los valores medidos en las galaxias infrarrojas. En ese caso, las propiedades del gas molecular de las galaxias infrarrojas y las GMCs no tendrían que ser necesariamente distintas, pues el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  ya no trazaría la SFE del gas molecular. Ambas posibilidades son igualmente válidas si nos basamos únicamente en la información integrada del gas molecular provista por las observaciones con antena única de la línea CO(1–0). Para avanzar un paso más en la comprensión de las propiedades del gas molecular en las galaxias infrarrojas es necesario estudiar cómo se distribuye el gas en su interior.

### 3.2.3. Observaciones de CO con elevada resolución espacial

Como ya se mencionó en el apartado 2.3.1 al estudiar la función de luminosidad de las LIRGs y las ULIRGs, la abundancia en el Universo local de las galaxias infrarrojas es varios órdenes de magnitud menor que la de las galaxias espirales de menor luminosidad, por lo que se suelen encontrar a distancias considerablemente mayores. Esto hace que, por lo general, sea imposible estudiar la distribución del gas molecular de las galaxias infrarrojas utilizando radiotelescopios de una única antena, en los que la resolución angular está limitada a unas cuantas decenas de segundos de arco. Por ejemplo, el haz principal del radiotelescopio de 30 metros de IRAM (Baars et al. 1987), uno de los más grandes construidos hasta la fecha para observar en el rango de longitudes de onda milimétricas, tiene un diámetro a media altura de  $22''$  a la frecuencia de reposo de la línea  $\text{CO}(1-0)$  ( $\nu = 115.3 \text{ GHz}$ ). Ese diámetro equivale a unos 8 kpc a la distancia de Arp 220 ( $D_L = 80 \text{ Mpc}$ ), la ULIRG más próxima a nuestra galaxia. El tamaño del haz principal se puede reducir en un factor dos si en lugar de observar la transición  $\text{CO}(1-0)$  se observa la transición  $\text{CO}(2-1)$ , pero incluso en ese caso la resolución sigue siendo insuficiente como para caracterizar la distribución del gas molecular de la mayoría de las galaxias infrarrojas (e.g., Radford et al. 1991b). Para alcanzar mayores resoluciones angulares es necesario recurrir a la ayuda de los interferómetros milimétricos que, mediante la combinación de varias antenas radio observando simultáneamente la misma posición del cielo, son capaces de alcanzar resoluciones angulares del orden del segundo de arco. Los interferómetros milimétricos más conocidos son el interferómetro de *Plateau de Bure* de IRAM (Guilloteau et al. 1992) y los interferómetros estadounidenses OVRO (*Owens Valley Radio Observatory*, Padin et al. 1991; Scoville et al. 1994) y BIMA (*Berkeley Illinois Maryland Association*, Welch et al. 1996), combinados recientemente para formar CARMA (*Combined Array for Research in Millimeter-wave Astronomy*). Gracias a ellos se ha podido resolver la emisión de CO de numerosas LIRGs y ULIRGs, lo que ha aportando mucha información sobre las propiedades del gas molecular en este tipo de objetos.

Scoville et al. (1986) fueron los primeros en aplicar las técnicas de la interferometría milimétrica al estudio de las propiedades del gas molecular en las galaxias infrarrojas. Utilizando el interferómetro OVRO, compuesto en ese momento de sólo tres antenas, observaron con una resolución angular de  $6'' \times 4''$  la emisión de la línea  $\text{CO}(1-0)$  en la galaxia ultraluminosa en el infrarrojo Arp 220. Pese a contar con una resolución angular diez veces mejor que la de observaciones anteriores con antena única (Sanders & Mi-

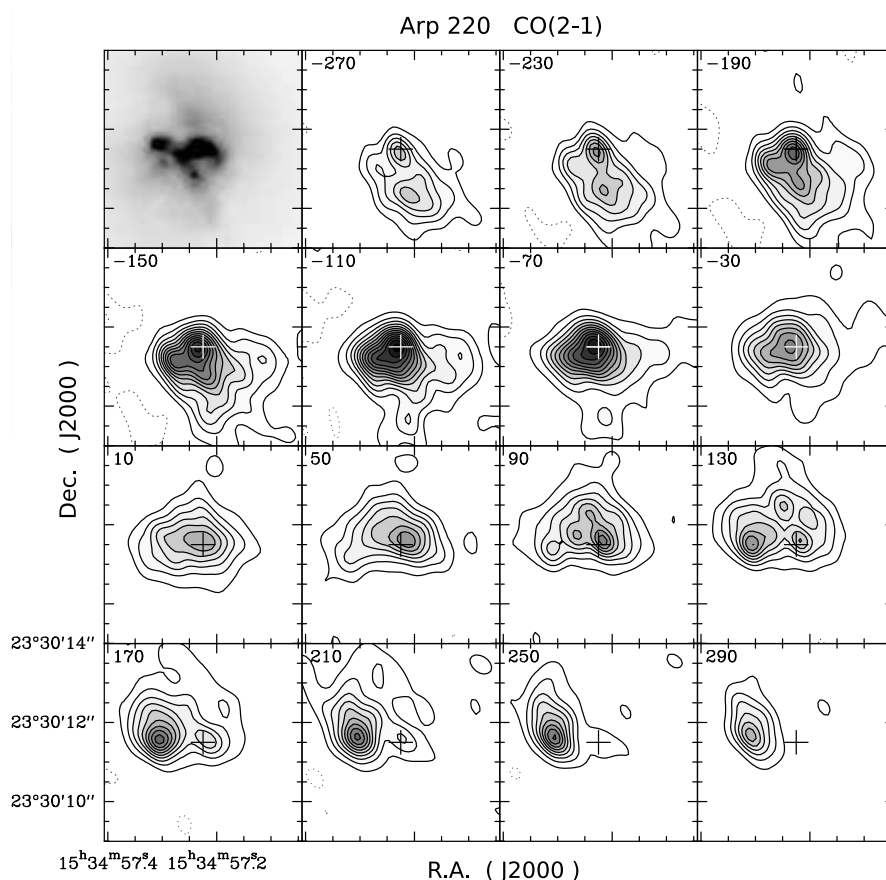


Figura 3.3: Mapa de canales de velocidad de la emisión de la línea CO(2 – 1) en la galaxia ultraluminosa en el infrarrojo Arp 220 obtenido con el interferómetro de *Plateau de Bure* por Downes & Solomon (1998). La cruz indica la posición del núcleo oeste. Los contornos aumentan en pasos de  $50 \text{ mJy beam}^{-1}$  y el haz sintetizado es de  $0.7'' \times 0.5''$  ( $1'' = 0.36 \text{ kpc}$  a la distancia de Arp 220). La imagen del panel superior izquierdo corresponde a la emisión en el infrarrojo cercano ( $\lambda = 1.6 \mu\text{m}$ ) de la galaxia tomada con la cámara *NICMOS* del *HST* por Scoville et al. (1998). Nótese la diferencia de tamaños entre la región emisora de CO y la extensión de la galaxia en el óptico y el ultravioleta en la figura 2.7.

rael 1985), no lograron resolver la emisión de la línea, lo que les llevó a concluir que la mayor parte ( $> 70\%$ ) de la masa total de gas molecular de Arp 220 está concentrada alrededor de sus dos núcleos en una región con un tamaño menor de  $1.4 \text{ kpc}$ . Posteriores observaciones de la galaxia han demostrado que el tamaño de esa región es aún menor (Scoville et al. 1991, 1997; Downes & Solomon 1998; Sakamoto et al. 1999b, 2008; Downes & Eckart 2007). En la figura 3.3 mostramos los mapas por canales de velocidad de la emisión de la línea CO(2 – 1) obtenidos con el interferómetro de *Plateau de Bure* por Downes & Solomon (1998) con una resolución angular de  $0.7'' \times 0.5''$ . La mayor parte de la emisión de CO en Arp 220 se origina en una región de unos  $2''$  de diámetro, equivalente a  $750 \text{ pc}$ . El gradiente de velocidad a lo largo de la dirección

suroeste-noreste indica que el movimiento del gas molecular es ordenado, compatible con un disco o un anillo en rotación. Las posiciones de los dos núcleos de la galaxia, visibles en la imagen en el infrarrojo cercano del panel superior izquierdo, coinciden con sendos máximos de emisión de la línea. Estos máximos se han interpretado como la emisión procedente de dos discos de gas molecular de menor tamaño ( $\sim 200$  pc), centrados en cada uno de los núcleos e inmersos en el disco de mayor extensión. La densidad de columna de  $H_2$  en la dirección de cada uno de los núcleos es del orden de  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$ . Si las propiedades del medio interestelar en Arp 220 son similares a las medidas en nuestra galaxia ( $A_V \sim N_{H_2}/10^{21} \text{ cm}^{-2}$ , Bohlin et al. 1978), tales densidades de columna implican enormes opacidades en el óptico y el infrarrojo ( $A_V \sim 1000$  y  $A_{100\mu\text{m}} \sim 1$ ). De hecho, recientes estudios basados en observaciones con elevada resolución angular de la galaxia sugieren que la emisión procedente de los dos núcleos podría ser opaca ( $\tau \sim 1$ ) a longitudes de onda mayores incluso de  $850 \mu\text{m}$  (Downes & Eckart 2007; Sakamoto et al. 2008).

Aunque la distribución del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs varía de una galaxia a otra, sus características principales suelen ser similares a las descritas para el caso particular de Arp 220 (Sanders et al. 1988b; Scoville et al. 1989; Wang et al. 1991; Planesas et al. 1991; Downes & Solomon 1998; Bryant & Scoville 1999; Dinh-V-Trung et al. 2001; Evans et al. 2002; Iono et al. 2005; Wilson et al. 2008). La mayor parte del gas molecular se suele concentrar en los kiloparsecs centrales de las galaxias en forma de discos o anillos en rotación. Esta distribución contrasta con la observada en la mayoría de las galaxias espirales locales aisladas o débilmente interactuantes, en las que la emisión de la línea de CO se extiende por lo general más allá de los 4 kpc (Young et al. 1995; Sakamoto et al. 1999a; Dumke et al. 2001; Nishiyama & Nakai 2001; Regan et al. 2001; Helfer et al. 2003; Kuno et al. 2007). Se ha demostrado que el grado de concentración del gas está correlacionado con su eficiencia de formación estelar (e.g., Scoville et al. 1991; Bryant & Scoville 1999), la cual, a su vez, hemos visto que depende de la existencia o no de interacciones galácticas (§ 3.2.2). Parece haber, por tanto, una fuerte relación entre las interacciones entre galaxias y la concentración del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs. Las simulaciones numéricas de  $N$  cuerpos e hidrodinámicas han confirmado esta relación, demostrando que, durante la interacción entre dos galaxias espirales de masas parecidas, el gas molecular, inicialmente distribuido en los discos de las galaxias, experimenta fuertes torques gravitacionales que le hacen perder gran parte de su momento angular, con su consiguiente caída y concentración en los núcleos galácticos (Noguchi 1988; Hernquist 1989; Barnes & Hernquist 1991, 1996; Mihos &

Hernquist 1996; Barnes 2002). La concentración del gas molecular puede producir, por un lado, intensos brotes de formación estelar y, por el otro, la activación de un AGN como consecuencia de la caída de gas molecular en el disco de acreción de un agujero negro supermasivo (e.g., Di Matteo et al. 2005).

Dado que el gas molecular está mucho más concentrado en las LIRGs y las ULIRGs que en nuestra galaxia, es de esperar que su densidad sea también mayor. Esto podría explicar las mayores eficiencias de formación estelar de las galaxias infrarrojas frente a las de las GMCs galácticas, sin necesidad de tener que recurrir a la contribución de un AGN para producir los elevados cocientes  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ . Sin embargo, para demostrar esto último es necesario conocer previamente las leyes que regulan la formación estelar y cómo dependen éstas de las propiedades del gas molecular. Es necesario conocer, por ejemplo, cómo cambia la tasa de formación estelar de las galaxias a medida que aumenta la densidad de su gas molecular.

### 3.2.4. La ley de Kennicutt-Schmidt

La formación estelar estudiada a la escala de las nubes moleculares individuales es un proceso altamente complejo que depende de una gran variedad de factores: turbulencia, autogravedad, campos magnéticos, campos de radiación, choques, vientos estelares (ver por ejemplo el reciente artículo de *review* de McKee & Ostriker 2007). Sin embargo, a la escala del kiloparsec y de los discos galácticos, la caracterización de la formación estelar se simplifica y pasa a depender principalmente de una única variable: la densidad promedio del gas interestelar. Otras variables como la existencia o no de barras en la galaxia, la masa dinámica total o las interacciones galácticas, o bien no intervienen fuertemente en la formación estelar o bien actúan de tal forma que modifican la densidad del gas, por lo que su dependencia sobre la formación estelar se puede expresar en términos de ésta.

Schmidt (1959) fue el primero en proponer que la tasa de formación estelar debe depender de la densidad del gas interestelar disponible para formar estrellas según una ley de potencias de la forma:

$$\rho_{\text{SFR}} \propto \rho_{\text{gas}}^n \quad (3.4)$$

donde  $\rho_{\text{SFR}}$  y  $\rho_{\text{gas}}$  son, respectivamente, las densidades volumétricas de la tasa de formación estelar y del gas interestelar. El exponente  $n$  es un parámetro a determinar experimentalmente que Schmidt estimó con un valor cercano a 2 para la vecindad solar, aunque este valor estaba sometido a una gran incertidumbre (en esa época aún no se había detectado la línea CO(1–0) en el medio interestelar, Wilson et al. 1970).

A la hora de estudiar las propiedades de la formación estelar a la escala de los discos galácticos, es conveniente expresar la ley anterior en función de las correspondientes densidades superficiales promedio  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{gas}}$ , más fáciles de obtener que las densidades volumétricas:

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^N \quad (3.5)$$

donde  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{gas}}$  toman unidades de  $M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  y  $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . Si la altura de los discos galácticos es la misma para todas las galaxias, entonces  $N = n$  (ver sin embargo Schaye & Dalla Vecchia 2008).

Con el fin de determinar con mayor precisión el valor del exponente  $N$  y el valor de la constante de proporcionalidad entre  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{gas}}^N$  a lo largo de varios órdenes de magnitud en  $\Sigma_{\text{SFR}}$ , Kennicutt (1998b) estudió las propiedades de la formación estelar y del gas interestelar en una muestra de 61 galaxias espirales cercanas y una muestra de 36 galaxias con *starbursts* nucleares brillantes en el infrarrojo, 17 de las cuales eran galaxias infrarrojas (LIRGs o ULIRGs). En la primera muestra utilizó la luminosidad de la línea H $\alpha$  para determinar  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y la emisión de la línea CO(1–0) y de la línea a 21 cm del hidrógeno atómico para calcular  $\Sigma_{\text{gas}}$  ( $= \Sigma_{\text{H}_2} + \Sigma_{\text{HI}}$ ). En la segunda muestra estimó  $\Sigma_{\text{SFR}}$  utilizando la luminosidad infrarroja de las galaxias, menos afectada por la absorción del polvo que  $L_{\text{H}\alpha}$ , y para calcular  $\Sigma_{\text{gas}}$  empleó la luminosidad de la línea CO(1–0). Tras representar  $\Sigma_{\text{SFR}}$  frente a  $\Sigma_{\text{gas}}$  (ver la figura 3.4), Kennicutt encontró que una ley con  $N \simeq 1.4$  ajustaba simultáneamente las distribuciones de las dos muestras de galaxias a lo largo de más de seis órdenes de magnitud en  $\Sigma_{\text{SFR}}$ :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left( \frac{\Sigma_{\text{gas}}}{1 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2} \quad (3.6)$$

Desde entonces a esta ley se la denomina la ley de Kennicutt-Schmidt de la formación estelar. Según esta ley, los procesos que regulan la formación estelar en los discos de las galaxias espirales y en los núcleos de las galaxias con *starbursts* nucleares son o bien



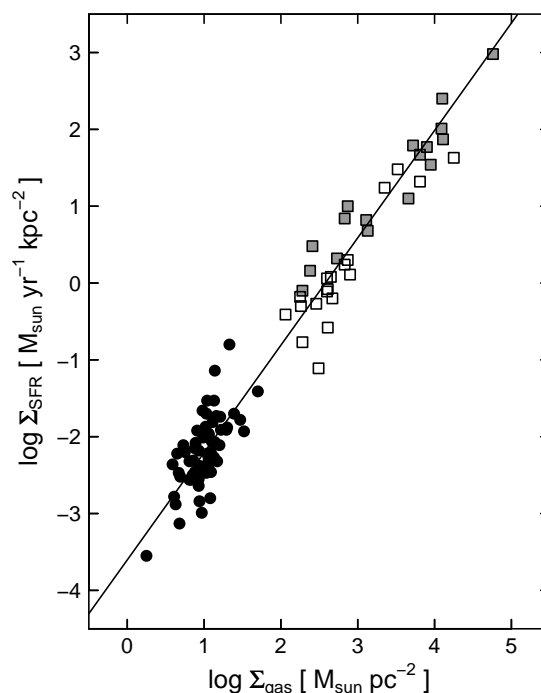


Figura 3.4: Ley de Kennicutt-Schmidt de la formación estelar obtenida por Kennicutt (1998b) para una muestra de 61 galaxias espirales cercanas (círculos) y una muestra de 36 galaxias con *starbursts* nucleares brillantes en el infrarrojo (cuadrados), 17 de las cuales son galaxias infrarrojas (cuadrados grises). La línea continua representa el mejor ajuste ortogonal a las dos muestras (ecuación 3.6).

los mismos, o, si son distintos, su dependencia con  $\Sigma_{\text{gas}}$  parece ser similar. La única diferencia entre un caso y otro de formación estelar es que la densidad superficial del gas es mucho mayor en las galaxias con *starbursts* nucleares, lo que hace que su eficiencia de formación estelar sea también mayor ( $\text{SFE} \propto \Sigma_{\text{SFR}}/\Sigma_{\text{gas}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^{0.4}$ ). Un punto interesante de esta ley de la formación estelar es que no sólo describe las propiedades globales de las galaxias, sino que también describe adecuadamente las distribuciones de densidades superficiales  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{gas}}$  de los discos galácticos cuando estos se estudian con resoluciones del orden del kiloparsec (e.g., Kennicutt 1989; Wong & Blitz 2002; Komugi et al. 2005; Schuster et al. 2007; Kennicutt et al. 2007).

Desde un punto de vista teórico, varios argumentos sugieren que el valor del exponente  $N$  debe ser similar a 1.5 (e.g., Kennicutt 1998b; Elmegreen 2002; Krumholz & McKee 2005). Por ejemplo, si se supone que las nubes transforman una fracción constante de su masa de gas en estrellas por cada unidad de tiempo característico de caída

libre<sup>4</sup> (*free-fall time*,  $t_{\text{ff}} = (3\pi/32G\rho_{\text{gas}})^{0.5} = 36\rho_{\text{gas}}^{-0.5} \text{ Myr}$ ), entonces:

$$\text{SFR} \propto \frac{M_{\text{gas}}}{t_{\text{ff}}} \propto \frac{M_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}^{-0.5}} \quad (3.7)$$

$$\Rightarrow \rho_{\text{SFR}} \propto \frac{\rho_{\text{gas}}}{\rho_{\text{gas}}^{-0.5}} \propto \rho_{\text{gas}}^{1.5} \quad (3.8)$$

Por otro lado, si se considera que la formación estelar se produce por la generación de perturbaciones en el disco de gas en las que la autogravedad domina, se puede demostrar que el exponente  $N$  debe tomar también un valor cercano a 1.5 (ver la discusión en Kennicutt 1998b).

Por el contrario, Gao & Solomon (2004b) encontraron que la relación que mejor describía la formación estelar en su muestra de 33 galaxias espirales con  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$  era una ley con  $N \simeq 1$  (ver el ajuste de la figura 3.2a). Para ello utilizaron  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  como trazadores de la tasa de formación estelar y la masa del gas molecular. Según estos autores el resultado obtenido por Kennicutt (1998b) es una consecuencia de haber mezclado en su análisis dos muestras de galaxias con propiedades muy diferentes: las galaxias espirales normales y las galaxias con *starbursts* nucleares. Gao & Solomon (2004b) comprobaron que al añadir a la muestra de galaxias espirales su muestra de LIRGs y ULIRGs, la pendiente del ajuste pasaba de  $N \simeq 1$  a  $N \simeq 1.44$ , un valor muy similar al obtenido por Kennicutt (1998b). La inclusión de las galaxias infrarrojas de otros estudios (Mirabel et al. 1990; Sanders et al. 1991; Solomon et al. 1997; Gao & Solomon 1999) no hizo sino aumentar aún más la pendiente del ajuste hasta  $N \simeq 1.73$ . La explicación de este resultado según Gao & Solomon (2004b) es que la emisión de la línea CO(1–0) no traza adecuadamente la componente del gas molecular que forma estrellas, por lo que es imposible determinar a partir de ella las leyes que regulan la formación estelar. En nuestra galaxia la componente del gas asociada a la formación estelar suele ser mucho más densa ( $n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) que la trazada por la emisión de la línea CO(1–0) ( $n_{\text{H}_2} \sim 10^2 \text{ cm}^{-3}$ ) y para estudiarla es necesario observar la emisión de otros trazadores más adecuados, como la emisión de la molécula de HCN (este punto se discutirá en la sección 3.3). Un argumento en contra de las conclusiones obtenidas

---

<sup>4</sup>El tiempo de caída libre se define como el tiempo que tardaría una nube de gas en colapsar por su propia atracción gravitatoria si se supone que no hay ninguna otra fuerza actuando sobre ella. Generalmente existen otras fuerzas relacionadas con la turbulencia del medio y los campos magnéticos que evitan que la nube colapse a esa velocidad, mientras que otros procesos pueden acelerar el colapso, como son las colisiones entre nubes moleculares o el paso de ondas de choque (ver por ejemplo Evans 1999 y Krumholz & Tan 2007).

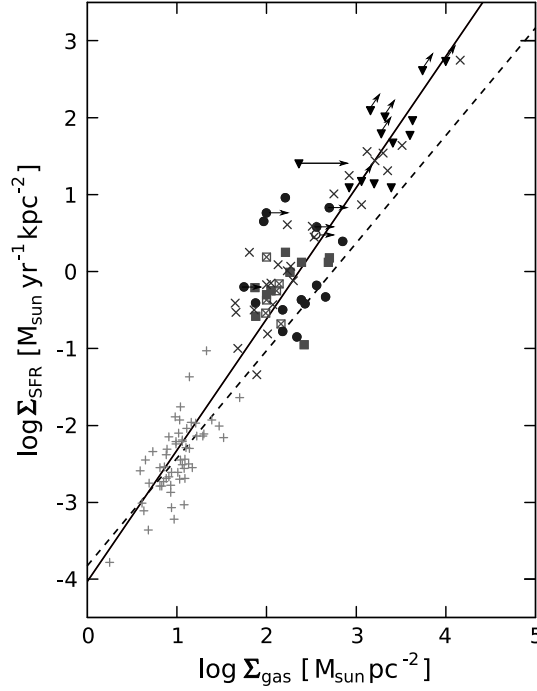


Figura 3.5: Ley de Kennicutt-Schmidt de la formación estelar obtenida por Bouché et al. (2007) para las muestras de galaxias espirales normales y las galaxias con *starbursts* nucleares de Kennicutt (1998b, cruces grises y aspadas, respectivamente) y varias muestras de galaxias a  $z \sim 2$  (cuadrados, círculos y triángulos invertidos; ver Bouché et al. 2007 para una descripción más detallada sobre los distintos tipos de galaxias). La línea continua representa el mejor ajuste ortogonal considerando todas las galaxias (ecuación 3.9). La línea a trazos marca el ajuste de las galaxias del Universo local obtenido por Kennicutt (1998b) aplicando un mismo factor de conversión,  $X_{\text{CO}}$ , para todas las galaxias (ecuación 3.6).

por Gao & Solomon (2004b) es que en su análisis de la ley de Kennicutt-Schmidt no utilizaron las densidades superficiales  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{gas}}$ , sino que dedujeron el valor del exponente  $N$  a partir de la pendiente del ajuste entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$ . Está por demostrar que las pendientes de los ajustes de Gao & Solomon (2004b) no varíen al dividir por los tamaños de las distribuciones del gas molecular, tamaños que ya hemos visto que son significativamente distintos en las galaxias infrarrojas y las galaxias espirales (§ 3.2.3).

Recientemente, Bouché et al. (2007) han actualizado la ley de Kennicutt-Schmidt incluyendo varias muestras de galaxias a  $z \sim 2$  (figura 3.5). A diferencia de Kennicutt (1998b) y Gao & Solomon (2004b), que utilizaron el factor de conversión de la Vía Láctea para estimar la masa de gas molecular de todas sus galaxias, Bouché et al. (2007) aplicaron el factor de conversión de las LIRGs y las ULIRGs (§ 3.2.1) a la muestra de galaxias con *starbursts* nucleares de Kennicutt (1998b). Para calcular la masa de gas molecular de su muestra de galaxias a  $z \sim 2$  supusieron que el cociente entre la masa de gas molecular y la masa dinámica, determinada por espectroscopía de campo integral en

el infrarrojo, es igual a 0.4. Este cociente está basado en las observaciones con elevada resolución angular de la emisión de las transiciones rotacionales de la molécula de CO realizadas por Greve et al. (2005) y Tacconi et al. (2006) en algo más de una decena de galaxias submilimétricas. El ajuste ortogonal de Bouché et al. (2007) a todas las galaxias, incluyendo tanto las galaxias a  $z \sim 0$  como a  $z \sim 2$ , dio como resultado una ley de Kennicutt-Schmidt con  $N \simeq 1.7$ :

$$\Sigma_{\text{SFR}} = (9.3 \pm 2.0) \times 10^{-5} \left( \frac{\Sigma_{\text{gas}}}{1 M_{\odot} \text{pc}^{-2}} \right)^{1.71 \pm 0.05} M_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2} \quad (3.9)$$

Según este ajuste, las leyes que regulan la formación estelar no parecen haber variado mucho desde  $z \sim 2$  hasta nuestros días. Las galaxias a  $z \sim 2$  se distribuyen aproximadamente en la misma región del plano  $\Sigma_{\text{SFR}}-\Sigma_{\text{gas}}$  que las galaxias con *starbursts* nucleares, dentro de las cuales se incluyen las galaxias infrarrojas. De esto se puede deducir que las eficiencias de formación estelar del gas molecular de las galaxias a elevado  $z$  son similares a las del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs. El hecho de que las galaxias submilimétricas a  $z \sim 2$  tengan mayores tasas de formación estelar ( $\sim 1000 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ) que las LIRGs y las ULIRGs ( $\sim 100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ) se debe sobre todo a que poseen una mayor cantidad de gas molecular en su interior y no tanto a que su gas produzca estrellas con una eficiencia ligeramente mayor (Neri et al. 2003; Greve et al. 2005; Tacconi et al. 2006, 2008).

En resumen, si se confirma la existencia de una única ley de Kennicutt-Schmidt para todas las galaxias ( $N$  constante), tal y como proponen Kennicutt (1998b) y Bouché et al. (2007), entonces las elevadas luminosidades de las LIRGs y las ULIRGs podrían explicarse en su totalidad mediante intensos brotes de formación estelar producidos por la concentración del gas molecular en sus regiones centrales. En tal caso, la contribución a  $L_{\text{IR}}$  de un AGN sería, en promedio, muy poco significativa. Hay que notar, sin embargo, que la dispersión existente alrededor de la ley Kennicutt-Schmidt para un valor de  $\Sigma_{\text{gas}}$  dado es del orden de un factor 3–5. Parte de esta dispersión podría ser debida a la existencia de AGNs dominando la emisión infrarroja en el interior de alguna de las galaxias estudiadas. Puede ser también que la ley de Kennicutt-Schmidt, calculada a partir de la luminosidad de la línea CO(1–0), varíe dependiendo de la muestra considerada, tal y como proponen Gao & Solomon (2004b). En ese caso los cocientes  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  de las LIRGs y las ULIRGs no podrían explicarse mediante procesos de formación estelar similares a los que tienen lugar en los discos de las galaxias espirales.

Hay varios argumentos que justificarían la idea de una posible variación de la ley de Kennicutt-Schmidt en las galaxias infrarrojas. Podría suceder que a medida que aumenta la densidad del gas, otros procesos físicos hasta entonces poco importantes comiencen a participar activamente en la formación estelar, aumentando la SFE del gas molecular o modificando, por ejemplo, la función inicial de masas (IMF, *Initial Mass Function*), la cual hemos considerado constante a lo largo de todo este apartado (e.g., Kroupa 2007). Por otro lado, el aumento de  $L_{\text{IR}}$  con  $\Sigma_{\text{gas}}$  podría estar indicando la presencia de AGNs en el interior de la mayoría de las galaxias infrarrojas, de tal forma que cuanto mayor es la concentración del gas, tanto mayor es la tasa acreción de dicho gas en el AGN y, en consecuencia, tanto mayor es su luminosidad infrarroja. Por último, puede ser que la emisión de la línea CO(1–0) no sea el trazador más adecuado para estudiar las leyes que regulan la formación estelar en estas galaxias y sea necesario utilizar las líneas de emisión de otras moléculas para trazar la componente más densa del gas molecular, dentro de la cual tiene lugar la formación estelar. Este último punto lo discutimos en el próximo apartado.

### 3.3. El gas molecular denso

Casi la totalidad de la formación estelar de nuestra galaxia se produce en el interior de nubes moleculares gigantes (GMCs), con masas típicas de gas del orden de  $5 \times 10^5 M_{\odot}$ , tamaños  $\sim 40$  pc y densidades de  $\text{H}_2 \sim 200 \text{ cm}^{-3}$  (e.g., Solomon et al. 1979; Scoville & Sanders 1987). A esa escala, sin embargo, la mayor parte del gas molecular es estéril y no forma estrellas. A modo de ejemplo, la tasa de formación estelar de la Vía Láctea se ha estimado en  $4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (McKee & Williams 1997), mientras que su masa total de gas molecular es  $\sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$  (Solomon & Rivolo 1989), de lo que se deduce una eficiencia de formación estelar del gas molecular  $\text{SFE} = \text{SFR}/M_{\text{gas}} \sim 2 \times 10^{-9} \text{ yr}^{-1}$ . Según esto, una GMC típica de  $5 \times 10^5 M_{\odot}$  produce aproximadamente una masa solar de estrellas cada mil años ( $\text{SFR} \sim 0.001 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ). La tasa de formación estelar máxima de una nube de gas molecular viene dada por su tiempo de caída libre,  $\text{SFR}_{\text{max}} = M_{\text{gas}}/t_{\text{ff}}$ . Si tomamos  $n_{\text{H}_2} = 200 \text{ cm}^{-3}$ , entonces  $t_{\text{ff}} = 2.5 \text{ Myr}$  y  $\text{SFR}_{\text{max}} = 0.2 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ , es decir, unas 200 veces la tasa de formación estelar medida en las GMCs. Desde este punto de vista, incluso el gas molecular de las galaxias infrarrojas trazado por la emisión de la línea CO(1–0) es muy ineficiente en la formación de estrellas, pese a tener SFEs en promedio unas 10 veces mayores que las GMCs de la Vía Láctea (§ 3.2.2).

Dentro de una GMC las regiones donde se están formando estrellas masivas (trazadas por fuentes puntuales *IRAS*, máseres de  $\text{H}_2\text{O}$  o regiones HII ultracompactas) suelen coincidir con las zonas más densas de la nube. Estas regiones, también llamadas condensaciones, tienen masas de gas del orden de  $4 \times 10^3 M_\odot$ , tamaños menores de 1 pc y densidades por encima de  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  (Plume et al. 1992, 1997; Evans 1999; Mueller et al. 2002; Shirley et al. 2003; Wu et al. 2005). La línea  $\text{CO}(1-0)$  no traza bien estas condensaciones porque la mayor parte de su emisión proviene de la componente más masiva y menos densa de la GMC. La mejor manera de estudiar esa componente, íntimamente relacionada con la formación estelar, es observando las transiciones rotacionales de otras moléculas distintas del CO, con mayores momentos dipolares eléctricos y, por tanto, mayores densidades críticas efectivas ( $n_{\text{eff}} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). Entre estas moléculas, las más utilizadas por ser relativamente abundantes en el medio interestelar (abundancias del orden de  $10^{-4}$  veces la de CO) son las moléculas de CS, HCN y  $\text{HCO}^+$ .

### 3.3.1. Observaciones de gas denso con antena única

Las primeras observaciones en el rango milimétrico de las transiciones rotacionales de otras moléculas distintas de CO en galaxias infrarrojas se realizaron a finales de la década de los años ochenta y comienzos de los noventa (Mauersberger et al. 1989; Solomon et al. 1990; Sage et al. 1990; Radford et al. 1991a; Solomon et al. 1992; Casoli et al. 1992; Nguyen et al. 1992; Helfer & Blitz 1993). Pese a que el número de LIRGs y ULIRGs detectadas no llegaba a la decena, dichas observaciones permitieron demostrar por primera vez que las galaxias infrarrojas no sólo poseen enormes cantidades de gas molecular en su interior, concentradas en sus kiloparsecs centrales, sino que además una gran parte de ese gas se encuentra en una fase densa ( $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). Conviene aclarar que no era evidente deducir este resultado a partir de las observaciones interferométricas de CO ya existentes, pues el hecho de que el gas molecular esté más concentrado en las LIRGs y las ULIRGs que en las galaxias espirales no implica necesariamente que se encuentre en una fase más densa (mayor  $n_{\text{H}_2}$ ). La densidad superficial del gas a la escala del kiloparsec puede aumentar sin que por ello aumente la densidad local del gas en el interior de las GMCs. Por ejemplo, las GMCs podrían haber caído desde el disco a las regiones centrales, aumentando con ello el número de GMCs por  $\text{kpc}^2$ , sin experimentar un aumento en la densidad local de su gas molecular. La detección de líneas intensas de HCN, CS y  $\text{HCO}^+$  en las LIRGs y las ULIRGs sí que indica, por el

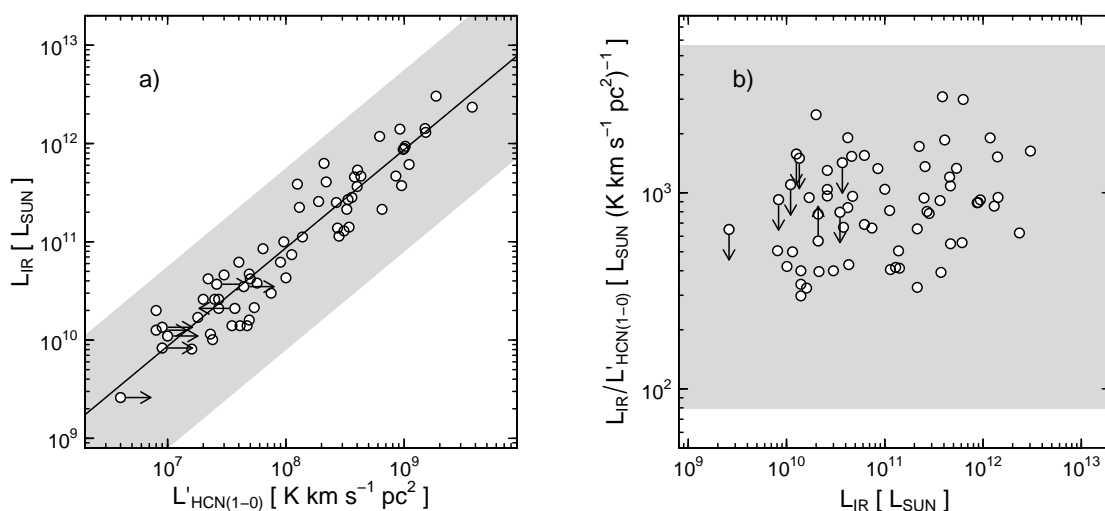


Figura 3.6: *a)* Luminosidad infrarroja ( $\propto$  SFR) frente a la luminosidad de la línea HCN(1–0) ( $\propto M_{\text{denso}}$ ) para la muestra de galaxias espirales normales ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), LIRGs y ULIRGs de Gao & Solomon (2004a,b). La región sombreada indica el rango de valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  medido por Wu et al. (2005) en una muestra de 47 regiones de formación estelar masiva de la Vía Láctea. La línea continua representa el valor medio del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  de la submuestra de galaxias espirales normales de Gao & Solomon (2004a,b). Las flechas indican las cotas a  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  obtenidas para algunas de las galaxias como consecuencia de no haberse detectado la línea de HCN(1–0) (cota superior) o haberse observado sólo la región central (cota inferior). *b)* Lo mismo que *a)* pero para el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  ( $\propto \text{SFE}_{\text{denso}}$ ) frente a  $L_{\text{IR}}$ .

contrario, la existencia de una gran cantidad de gas molecular denso en estas galaxias, siempre y cuando el factor de conversión entre la luminosidad de la línea y la masa trazada de gas molecular permanezca constante. De estas primeras observaciones se comprobó también que las transiciones rotacionales de la molécula de HCN eran por lo general más intensas que las correspondientes transiciones de CS y  $\text{HCO}^+$ , lo que provocó que los estudios posteriores de las propiedades del gas molecular en las galaxias infrarrojas se concentraran en la observación de las líneas de HCN (Aalto et al. 1995; Paglione et al. 1997; Curran et al. 2000; Gao & Solomon 2004a,b), relegando el estudio del resto de las moléculas a las galaxias más cercanas y brillantes (e.g., Huettemeister et al. 1995; Sage & Ziurys 1995; Aalto et al. 2002; Usero et al. 2004).

Al igual que hiciéramos para la transición CO(1–0), en la figura 3.6a hemos representado la luminosidad infrarroja frente a la luminosidad de la línea HCN(1–0) para la muestra de galaxias espirales normales, LIRGs y ULIRGs estudiada por Gao & Solomon (2004a,b). En general se suele asumir que  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  es linealmente proporcional a la masa de gas molecular denso a través de un factor de conversión  $X_{\text{HCN}} = M_{\text{denso}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , por lo que esta gráfica nos está indicando cómo varía la tasa de formación estelar a me-

didada que aumenta  $M_{\text{denso}}$ . En este caso, tanto las galaxias espirales con  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$  como las galaxias infrarrojas siguen una misma correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  (línea continua). Esta correlación, aproximadamente lineal, fue descubierta por primera vez por Solomon et al. (1992) y se ha venido interpretado como una prueba de que la mayor parte de la emisión infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs tiene su origen en la formación estelar. Recientemente, Wu et al. (2005) han comprobado que la correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  es también válida para el rango de luminosidades de las condensaciones de gas de las GMCs galácticas ( $L_{\text{IR}} \sim 3 \times 10^5 L_{\odot}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)} \sim 3 \times 10^2 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ ), por lo que en total esta correlación se extiende a lo largo de más de 7 órdenes de magnitud en  $L_{\text{IR}}$ .

Desde el punto de vista de la ley de Kennicutt-Schmidt, el hecho de que la pendiente del ajuste entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  sea aproximadamente la unidad indica, según Gao & Solomon (2004b), que el exponente  $N'$  entre  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{denso}}$  es  $\sim 1$ :

$$\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{denso}}^{N'} \sim \Sigma_{\text{denso}} \quad (3.10)$$

Esto en teoría debería ser cierto si la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso ( $\text{SFE}_{\text{denso}}$ ), trazada por el cociente de luminosidades  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , es independiente del tamaño de la distribución de dicho gas. Si, por el contrario, los tamaños de las distribuciones de gas molecular denso son menores en las galaxias con mayores eficiencias, tal y como sucede con las distribuciones de gas molecular trazadas por la línea CO(1–0), cabría esperar que el exponente  $N'$  fuera  $> 1$ . Estudiar este problema en más detalle requeriría observar con elevada resolución angular ( $\sim 1''$ ) la emisión de HCN(1–0) en una muestra significativa de galaxias con diferentes luminosidades infrarrojas, tarea que no ha sido realizada hasta el momento por la enorme cantidad de tiempo de telescopio que ello supone. En cualquier caso, dada la fuerte correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , no parece posible que  $N'$  pueda tomar valores significativamente mayores de la unidad, por lo que se puede concluir que las leyes de Kennicutt-Schmidt que relacionan las propiedades de la formación estelar con las del gas molecular toman exponentes distintos en función de la fase del gas molecular en cuestión, con  $N \sim 1.4 - 2$  para el gas molecular trazado por la línea CO(1–0) (§ 3.2.4), y  $N' \sim 1 - 1.5$  para el gas molecular más denso trazado por la línea HCN(1–0).

En la figura 3.6b se ha representado cómo varía la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso frente a la luminosidad infrarroja para la muestra de galaxias de Gao & Solomon (2004a,b). Pese a que para una  $L_{\text{IR}}$  dada  $\text{SFE}_{\text{denso}}$  puede variar en



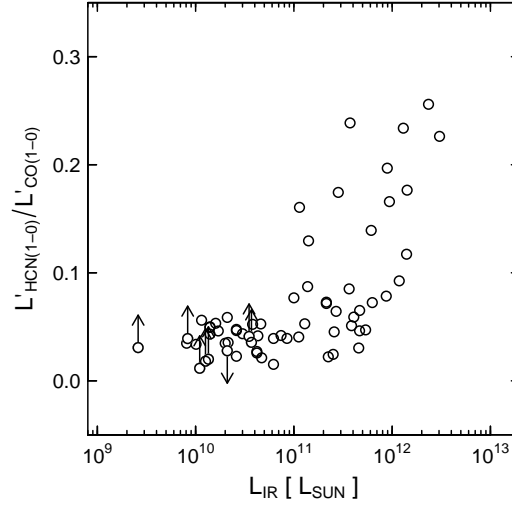


Figura 3.7:  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  ( $\propto M_{\text{denso}}/M_{\text{gas}}$ ) frente a  $L_{\text{IR}}$  ( $\propto \text{SFR}$ ) para la muestra de galaxias espirales normales, LIRGs y ULIRGs de Gao & Solomon (2004a,b). La fracción de gas molecular denso aumenta rápidamente a partir de  $L_{\text{IR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$ .

casi un orden de magnitud, en promedio su valor se mantiene constante independientemente de la luminosidad infrarroja. Según Gao & Solomon lo que este resultado nos está indicando es que las propiedades de la formación estelar son las mismas para todas las galaxias. El gas molecular denso produce estrellas con la misma eficiencia independientemente del tipo de galaxia en el que se encuentre. El hecho de que las LIRGs y las ULIRGs tengan mayores luminosidades infrarrojas que las galaxias espirales se debe a que tienen una mayor cantidad de gas molecular denso en su interior y no a que produzcan estrellas con una mayor eficiencia o a que exista un AGN contribuyendo a su luminosidad infrarroja. Las zonas sombreadas en las figuras 3.6a y 3.6b indican el rango de valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  medido por Wu et al. (2005) en su muestra de condensaciones galácticas. Todas las galaxias, independientemente de su luminosidad infrarroja, caen dentro de ese rango, por lo que sus tasas de formación estelar se pueden explicar mediante la combinación de condensaciones de gas molecular denso como las observadas en el interior de las GMCs de nuestra galaxia.

Estos resultados difieren notablemente de los descritos en el apartado 3.2.2, donde la SFE del gas molecular trazado por la línea CO(1–0) era mucho mayor en las galaxias infrarrojas que en las galaxias espirales de menor luminosidad y las GMCs galácticas. Ambos resultados se pueden explicar si las LIRGs y las ULIRGs tienen una mayor proporción de gas denso en su interior. En la figura 3.7 se ha representado cómo varía la fracción de gas molecular denso, estimada mediante el cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ , con

la luminosidad infrarroja para la muestra de galaxias de Gao & Solomon (2004a,b). Dicha fracción permanece aproximadamente constante para  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ , pero aumenta rápidamente con  $L_{\text{IR}}$  para las galaxias infrarrojas. La causa principal de dicho aumento probablemente sean las interacciones entre galaxias, que concentran el gas molecular en los núcleos galácticos y son mucho más comunes en las LIRGs y las ULIRGs. La concentración de las GMCs en el kiloparsec central de las galaxias provocaría de alguna forma un aumento de la densidad local de su gas molecular. Una posible explicación sería el hecho de que las nubes moleculares se encuentran sometidas a presiones ambiente mucho mayores en los núcleos galácticos en comparación con las condiciones en el disco. Según Helfer & Blitz (1993, 1997), esto explicaría el que las GMCs situadas en el kiloparsec central de nuestra galaxia y algunas galaxias cercanas tengan mayores densidades promedio que las GMCs del disco galáctico (e.g., Bally et al. 1988; Lee et al. 1990; Helfer & Blitz 1993). No está claro, sin embargo, que ésta sea la única causa del aumento de la proporción de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas. Otros procesos relacionados directamente con las interacciones galácticas, tales como un incremento de la frecuencia de choques entre nubes moleculares, podrían contribuir también a aumentar la densidad del gas molecular en el este tipo de objetos.

### 3.3.2. El factor de conversión $X_{\text{HCN}}$

La mayor parte de los resultados presentados en el apartado anterior se basan en la suposición de que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  es el mismo para todas las galaxias, de tal forma que  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  es linealmente proporcional a la masa de gas molecular denso:

$$M_{\text{denso}} = X_{\text{HCN}} L'_{\text{HCN}(1-0)} \quad (3.11)$$

El problema de tal suposición es que no ha sido probada observacionalmente. Hasta el momento, la mejor determinación del valor de  $X_{\text{HCN}}$  es la obtenida por Wu et al. (2005) para las nubes moleculares de nuestra galaxia. Basándose en la aproximación del equilibrio virial, estos autores calcularon las masas viriales de una muestra de 31 condensaciones galácticas a partir de la anchura en velocidades de la línea ópticamente delgada  $\text{C}^{34}\text{S}(5-4)$ , encontrando la siguiente relación entre la masa virial y la luminosidad de la línea  $\text{HCN}(1-0)$ :

$$M_{\text{vir}} = 19 L'_{\text{HCN}(1-0)}^{0.81 \pm 0.03} \quad (3.12)$$

Pese a que la proporción entre  $M_{\text{vir}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  no es exactamente lineal, Wu et al. (2005) comprobaron que la variación de  $X_{\text{HCN}}$  respecto a su valor promedio,  $\langle M_{\text{vir}}/L'_{\text{HCN}(1-0)} \rangle = 11 \pm 2 M_{\odot} L'^{-1}$ , era menor de un factor 2 para la mayoría de los casos estudiados. Sin embargo, el hecho de que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  sea aproximadamente constante en nuestra galaxia no implica necesariamente que no varíe de una galaxia a otra, en especial, podría ser distinto en las galaxias infrarrojas para las que se ha demostrado que el factor de conversión  $X_{\text{CO}}$  es entre cinco y seis veces menor que el galáctico. Una prueba clara de que  $X_{\text{HCN}}$  debe ser menor en las galaxias infrarrojas es que si uno supone que  $X_{\text{HCN}} = 11 M_{\odot} L'^{-1}$  y  $X_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot} L'^{-1}$  (§ 3.2.1), todas las ULIRGs representadas en la figura 3.7 tendrían masas de gas molecular denso superiores, en algunos casos en más de un factor dos, a su masa total de gas molecular.

La dependencia de  $X_{\text{HCN}}$  con la densidad del gas y la temperatura de brillo de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  viene dada por la ecuación 3.3 particularizada para esta transición:

$$X_{\text{HCN}} \propto n_{\text{H}_2}^{1/2} / T_{\text{b}} \quad (3.13)$$

La temperatura de brillo de la línea depende a su vez de la densidad y la temperatura cinética del gas molecular y de la abundancia de la molécula de HCN respecto a la de  $\text{H}_2$ . Para ilustrar esto en más detalle, en la figura 3.8 hemos modelizado la dependencia del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  con la densidad del gas molecular, la temperatura cinética y el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{H}_2]$  aplicando la aproximación del gran gradiente de velocidad<sup>5</sup> (LVG, *Large Velocity Gradient*, Sobolev 1960). Hemos supuesto que la densidad de columna de la molécula de  $\text{H}_2$  por unidad de velocidad,  $N_{\text{H}_2}/\Delta V$ , es constante, lo cual equivale a asumir que la masa de gas molecular por unidad de área no varía. Como puede verse en la figura 3.8, para  $[\text{HCN}]/[\text{H}_2] < 10^{-8}$  el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  depende sólo ligeramente de la densidad y la temperatura cinética del gas molecular, pero varía fuertemente con la abundancia de la molécula de HCN. Un aumento de la abundancia de HCN en un factor 10 conlleva una disminución de  $X_{\text{HCN}}$  en un factor  $\sim 5$ . Para  $[\text{HCN}]/[\text{H}_2] > 10^{-8}$  y densidades elevadas la temperatura de brillo de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  se satura y  $X_{\text{HCN}}$  pasa a ser proporcional a la raíz cuadrada de

<sup>5</sup>La aproximación LVG supone la existencia de un gradiente de velocidad a lo largo de la nube de gas. Este gradiente de velocidad hace que los fotones emitidos por una determinada molécula en un punto de la nube sólo puedan ser absorbidos por aquellas moléculas de esa misma especie que se encuentren relativamente cerca del punto de emisión, por lo que es posible resolver las ecuaciones de la transferencia radiativa localmente. Una solución LVG a la transferencia radiativa queda determinada por tres parámetros: la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n_{\text{H}_2}$ , la temperatura cinética del gas,  $T_{\text{k}}$ , y la densidad de columna por unidad de velocidad de la molécula en cuestión,  $N/\Delta V$ .

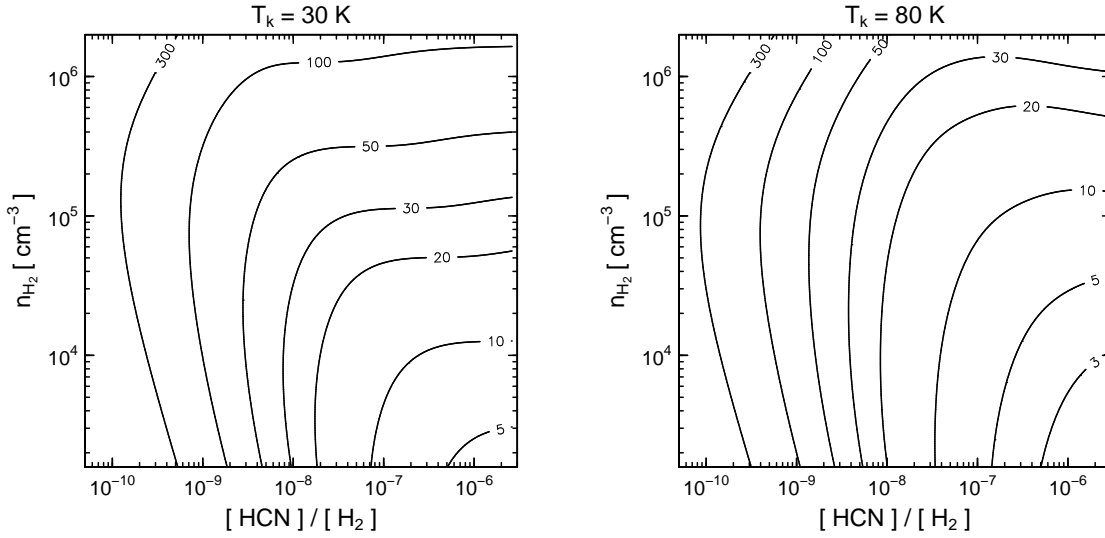


Figura 3.8: Modelización del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  bajo la aproximación del gran gradiente de velocidad (LVG, *Large Velocity Gradient*, Sobolev 1960) en función de la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n_{\text{H}_2}$ , la temperatura cinética del gas molecular,  $T_k$ , y el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{H}_2]$ . En los cálculos se ha supuesto que la densidad de columna de la molécula de  $\text{H}_2$  por unidad de velocidad,  $N_{\text{H}_2}/\Delta V$ , es constante e igual a  $5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ .

la densidad del gas es inversamente proporcional a la temperatura cinética. Suponer, por tanto, que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  es el mismo para todas las galaxias puede llevar a una sobreestimación o una subestimación de la masa de gas molecular denso si la abundancia de HCN varía significativamente de una galaxia a otra. Según esto, el aumento del cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  a partir de  $L_{\text{IR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$  observado en la figura 3.7 podría estar indicando, más que un incremento de la fracción de gas denso en las LIRGs y las ULIRGs, una mayor abundancia de la molécula de HCN en estas galaxias.

La pregunta a plantearse es si hay motivos para pensar que la abundancia de HCN pueda variar de una galaxia a otra, y, en tal caso, bajo qué condiciones se espera que varíe. Este punto y otros se abordan en el próximo apartado bajo el marco de la química del gas molecular.

### 3.4. Química del gas molecular

La abundancia de una molécula en un determinado momento y posición en el medio interestelar depende de un delicado equilibrio de reacciones químicas que regulan su

formación y destrucción. Las eficiencias con las que se producen estas reacciones dependen a su vez de una gran variedad de factores, como son, por ejemplo, las abundancias de otras moléculas, átomos e iones, la temperatura, densidad y grado de ionización del medio o la existencia o no de fotones energéticos capaces de ionizar e incluso destruir la molécula. La solución al problema pasa por resolver un conjunto de ecuaciones acopladas que en última instancia dependen únicamente de la densidad y metalicidad del medio interestelar, de la composición de los granos de polvo y de la intensidad y forma del espectro de la radiación ambiente (las temperaturas del gas y del polvo se pueden deducir a partir de lo anterior). Si la escala temporal considerada es menor o comparable a los tiempos característicos de las reacciones químicas involucradas, principalmente los de creación y destrucción de la molécula de  $H_2$ , entonces no se puede asumir que el sistema haya alcanzado el equilibrio estacionario y es necesario estudiar también su evolución temporal.

Dependiendo de las condiciones físicas a las que está sometido el medio interestelar se suele diferenciar entre los siguientes tipos de químicas del gas molecular (para una descripción más detallada sobre el tema se recomienda consultar los artículos de *review* de van Dishoeck & Blake 1998 y Hollenbach & Tielens 1999):

- Química de PDRs (del inglés *Photodissociation Regions* o *Photon-Dominated Regions*), regulada por la acción de los fotones ultravioleta procedentes de estrellas masivas con energía suficiente ( $6\text{eV} < h\nu < 13.6\text{eV}$ ) como para disociar la mayoría de las moléculas. Los fotones ultravioleta son fácilmente absorbidos por el polvo interestelar y los PAHs (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*), por lo que este tipo de química se suele dar sólo en las superficies de las nubes moleculares y no afecta a sus zonas más oscurecidas (aquellas en las que  $N_{H_2} > 10^{22}\text{cm}^{-2}$  o  $A_V > 10$ ).
- Química de XDRs (del inglés *X-ray Dominated Regions* o *X-ray Dissociation Regions*), regulada por la acción ionizante de los rayos X procedentes de estrellas masivas o AGNs. La sección eficaz del polvo a la radiación X es mucho menor que para los fotones ultravioleta, por lo que esta radiación puede dominar la química de toda la nube si ésta se encuentra lo suficientemente próxima a la fuente de emisión.
- Química de nubes oscuras (*dark clouds* en inglés), regulada por la ionización producida por los rayos cósmicos. Una vez apantallada la radiación ultravioleta y lejos de una fuente de rayos X intensa, los rayos cósmicos dominan la química del gas molecular.

- Química de *hot-cores*, caracterizada por reacciones químicas que sólo son posibles a las elevadas temperaturas ( $T > 100\text{ K}$ ) y densidades ( $n_{\text{H}_2} > 10^6\text{ cm}^{-3}$ ) típicas de estas regiones y por la evaporación de los mantos de los granos del polvo que libera nuevo material a la fase gaseosa.
- Química de choques, dominada, al igual que la química de *hot-cores*, por las elevadas temperaturas alcanzadas en los choques ( $T > 1000\text{ K}$ ) y por la evaporación y destrucción de los granos de polvo de menor tamaño.

El objetivo final del estudio de la química del gas molecular en astrofísica es deducir las propiedades físicas del medio interestelar a partir de las abundancias moleculares y atómicas estimadas en una determinada posición del cielo mediante la observación de líneas espectrales. Cuanto mayor sea el número de moléculas con abundancias conocidas, tanto menor será la degeneración de la solución y tanto mejor determinadas estarán dichas propiedades. Sin embargo, no todas las moléculas aportan la misma información. Son precisamente las moléculas más difíciles de producir, y por lo tanto normalmente las menos abundantes, las que permiten constreñir mejor el tipo de química dominante. Sus abundancias pueden variar en varios órdenes de magnitud ante pequeñas modificaciones de las condiciones del medio (metalicidad, densidad, radiación), por lo que la mera detección de una de sus líneas puede servir para establecer si la química de la región está controlada por la acción de la radiación ultravioleta, los rayos X, los rayos cósmicos o por choques. Por el contrario, las moléculas más abundantes son fáciles de producir en casi cualquier situación y sus abundancias no suelen variar tan fuertemente. Si bien esto no supone un gran problema en los estudios de la química del gas molecular en nuestra galaxia, donde las nubes estudiadas se suelen encontrar lo suficientemente cerca como para que la mayoría de las moléculas se puedan detectar en tiempos de observación razonables, sí que afecta a los estudios de química extragaláctica, ya que con los radio-telescopios actuales sólo se puede detectar la emisión de las moléculas más abundantes (e.g., CO, HCN,  $\text{HCO}^+$ , CN, HNC y CS), las cuales aportan menos información desde un punto de vista químico. A todo esto hay que añadir el hecho de que a partir de las observaciones no se obtienen directamente abundancias moleculares sino intensidades de líneas, las cuales se han formado a lo largo de toda la nube, por lo que, a no ser que se disponga de observaciones de elevada resolución angular, las abundancias moleculares deducidas suelen ser una especie de promedio de la abundancia en toda la nube, o en toda la galaxia en el caso extragaláctico. Por último, las transiciones rotacionales de las moléculas más abundantes suelen ser ópticamente espesas lo que complica la determi-

nación de sus abundancias. Todo esto permite explicar por qué no se ha abordado hasta muy recientemente el estudio de la química del gas molecular en otras galaxias distintas de la Vía Láctea.

### 3.4.1. Los cocientes $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ y $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$

El hecho de que sea complicado estudiar la química del gas molecular no quiere decir que su efecto sobre las observaciones extragalácticas sea menor. Cada vez son más los estudios que demuestran que ciertas químicas particulares (PDRs, XDRs, *hot-cores*) pueden modificar significativamente la emisión de algunas de las transiciones que se han venido utilizando como trazadores de la masa y dinámica del gas molecular (Lepp & Dalgarno 1996; Maloney et al. 1996; Maloney 1999; Meijerink & Spaans 2005; Lintott et al. 2005; Lintott & Viti 2006; Meijerink et al. 2006, 2007; Bayet et al. 2008b). En la sección 3.3.2 vimos que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  puede cambiar dependiendo de la abundancia de la molécula de HCN. Esto quiere decir que en ciertos casos una mayor luminosidad de la línea HCN(1–0) puede estar indicando, más que una mayor cantidad de masa de gas denso, que la abundancia de la molécula de HCN es mucho mayor debido a que el medio interestelar se encuentra sometido a unas condiciones distintas de las consideradas normales (aquellas con las que se ha calibrado el factor de conversión).

Posiblemente, el mejor ejemplo de esto sea el de la galaxia luminosa en el infrarrojo NGC 1068, clasificada en el óptico como de tipo Seyfert 2, para la que Jackson et al. (1993) y Tacconi et al. (1994) midieron un cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)} \sim 1$  en su disco circumnuclear (CND, *Circumnuclear Disk*). Basándose en esas observaciones Sternberg et al. (1994) derivaron un cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \geq 10^{-2}$  en el CND de esa galaxia<sup>6</sup>. En comparación, en las nubes moleculares de nuestra galaxia dicho cociente de abundancias suele tomar valores entre  $10^{-5}$  y  $10^{-4}$  (ver la tabla 3.1). Sólo se han registrado valores similares al medido en el CND de NGC 1068 en las regiones de las nubes moleculares más densas y calientes que rodean a estrellas masivas recién formadas (YSO, *Young Stellar Objects*), en las que tiene lugar la ya mencionada química de *hot-cores* y donde se ha comprobado que la abundancia de la molécula de HCN respecto a la de H<sub>2</sub> puede aumentar hasta valores del orden de  $10^{-6}$  (e.g. Blake et al. 1987; Lahuis & van Dishoeck 2000). Si bien en un

<sup>6</sup>Cálculos más recientes estiman un cociente de abundancias  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \sim 10^{-3}$  en el CND de NGC 1068 (Usero et al. 2004).

primer momento se interpretó el elevado cociente  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$  de NGC 1068 como una subabundancia de la molécula de CO generada como consecuencia de una depleción selectiva del oxígeno de la fase gaseosa (Sternberg et al. 1994), la posterior detección de la línea  $\text{HCO}^+(1-0)$  en el CND de la galaxia ha descartado esta posibilidad y apunta más hacia una sobreabundancia de la molécula de HCN como consecuencia de una química de XDRs inducida por los rayos X procedentes del AGN central próximo al CND (Usero et al. 2004).

Efectos similares a los de NGC 1068 se han observado en los núcleos de otras galaxias Seyfert cercanas (NGC 1097, NGC 5033, NGC 5194 y NGC 6951), en los que varios autores han medido cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)} > 0.2$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \geq 1.5$  (Kohno et al. 2001, 2003, 2008; Kohno 2005; Krips et al. 2007). Estos cocientes son mayores que los observados en los discos de formación estelar de esas mismas galaxias y otras galaxias *starburst* ( $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)} \sim 0.1$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \sim 1$ ) y se han interpretado como una sobreabundancia de la molécula de HCN respecto a las abundancias de las moléculas de CO y  $\text{HCO}^+$ , debida posiblemente al efecto de la radiación del AGN sobre la química del gas molecular. Según estos autores, estos cocientes de líneas podrían emplearse en un futuro para identificar la presencia de AGNs en las galaxias más oscurecidas, para las que otros métodos, como la espectroscopía óptica o la observación del continuo en rayos X, dejan de ser eficaces como consecuencia de la elevada opacidad del medio. En particular, este tipo de análisis puede aplicarse al estudio de las propiedades del medio interestelar en las LIRGs y las ULIRGs (Imanishi et al. 2004).

La principal ventaja del cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  frente al cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  es que las densidades críticas de las transiciones  $\text{HCN}(1-0)$  y  $\text{HCO}^+(1-0)$  son parecidas, por lo que las dos trazan aproximadamente la misma fase del medio interestelar y la razón de sus luminosidades es un buen indicador del cociente de abundancias de las dos moléculas, mientras que el cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  depende además del valor de la densidad del gas molecular. Esto puede verse en las figuras 3.9 y 3.10, donde hemos modelizado mediante la aproximación LVG la variación de los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ ,  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  y  $L'_{\text{HCN}(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(3-2)}$  en función de la densidad del gas molecular,  $n_{\text{H}_2}$ , la temperatura cinética,  $T_k$ , y los cocientes de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$  y  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ . Los únicos parámetros que se han mantenido constantes han sido las densidades de columna por unidad de velocidad de las moléculas de CO y  $\text{HCO}^+$ , lo que equivale a fijar la masa de  $\text{H}_2$  por unidad



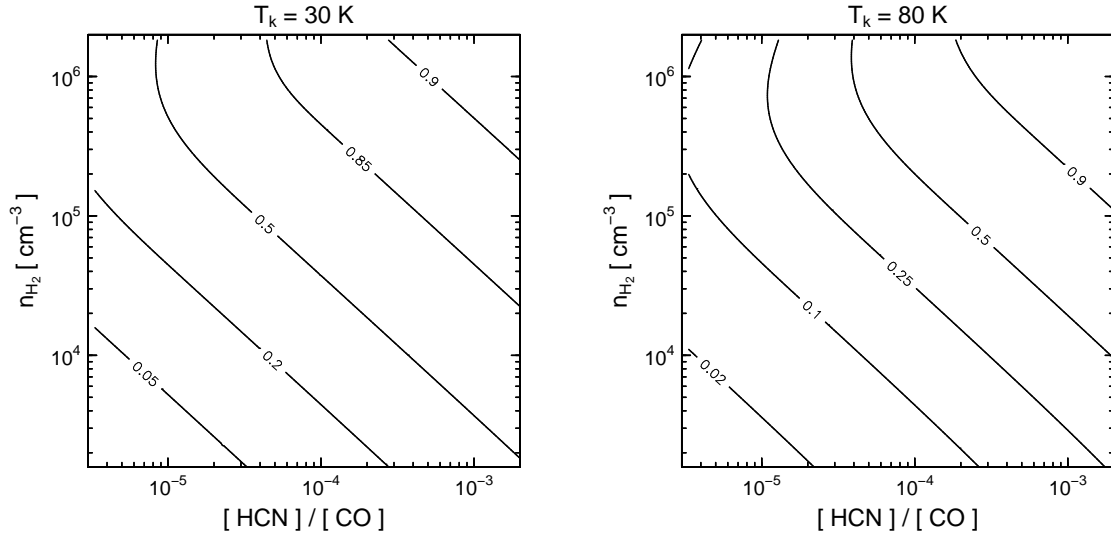


Figura 3.9: Modelización del cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  bajo la aproximación del gran gradiente de velocidad (LVG, *Large Velocity Gradient*, Sobolev 1960) en función de la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n_{\text{H}_2}$ , la temperatura cinética del gas molecular,  $T_k$ , y el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$ . En los cálculos se ha supuesto que la densidad de columna por unidad de velocidad de la molécula de CO,  $N_{\text{CO}}/\Delta V$ , es constante e igual a  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ . Se ha considerado también que las dos líneas provienen de la misma fase del gas molecular (modelo monofase).

de área ( $N_{\text{H}_2}$ ) si se supone que tanto  $[\text{CO}]$  como  $[\text{HCO}^+]$  permanecen constantes. Como puede verse en la figura 3.9, el cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  varía tanto con la temperatura cinética del gas molecular como con la densidad de  $\text{H}_2$  y la abundancia de la molécula de HCN. Si no se conoce previamente el valor de la densidad del gas molecular es imposible estimar el cociente de abundancias  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$ . Por el contrario, los paneles superiores de la figura 3.10 muestran que la dependencia de  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  con  $n_{\text{H}_2}$  es considerablemente menor, lo que hace mucho más fácil determinar el valor del cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ . Por ejemplo, los valores mencionamos anteriormente del cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  medidos en los cientos de parsecs centrales de algunas galaxias Seyfert,  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \geq 1.5$ , sólo se pueden explicar dentro de un modelo monofase si la molécula de HCN es como mínimo 10 veces más abundante que la molécula de  $\text{HCO}^+$ . Existe aún, sin embargo, cierta dependencia entre el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  y la temperatura cinética de gas molecular que es posible eliminar si en su lugar se considera el cociente  $L'_{\text{HCN}(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(3-2)}$  (paneles inferiores de la figura 3.10). Hasta la fecha muy pocas galaxias han sido observadas en estas transiciones, por lo que no se puede comprobar en todos los casos si los cocientes de abundancias deducidos a partir de las transiciones  $J = 1 - 0$  son compatibles con los

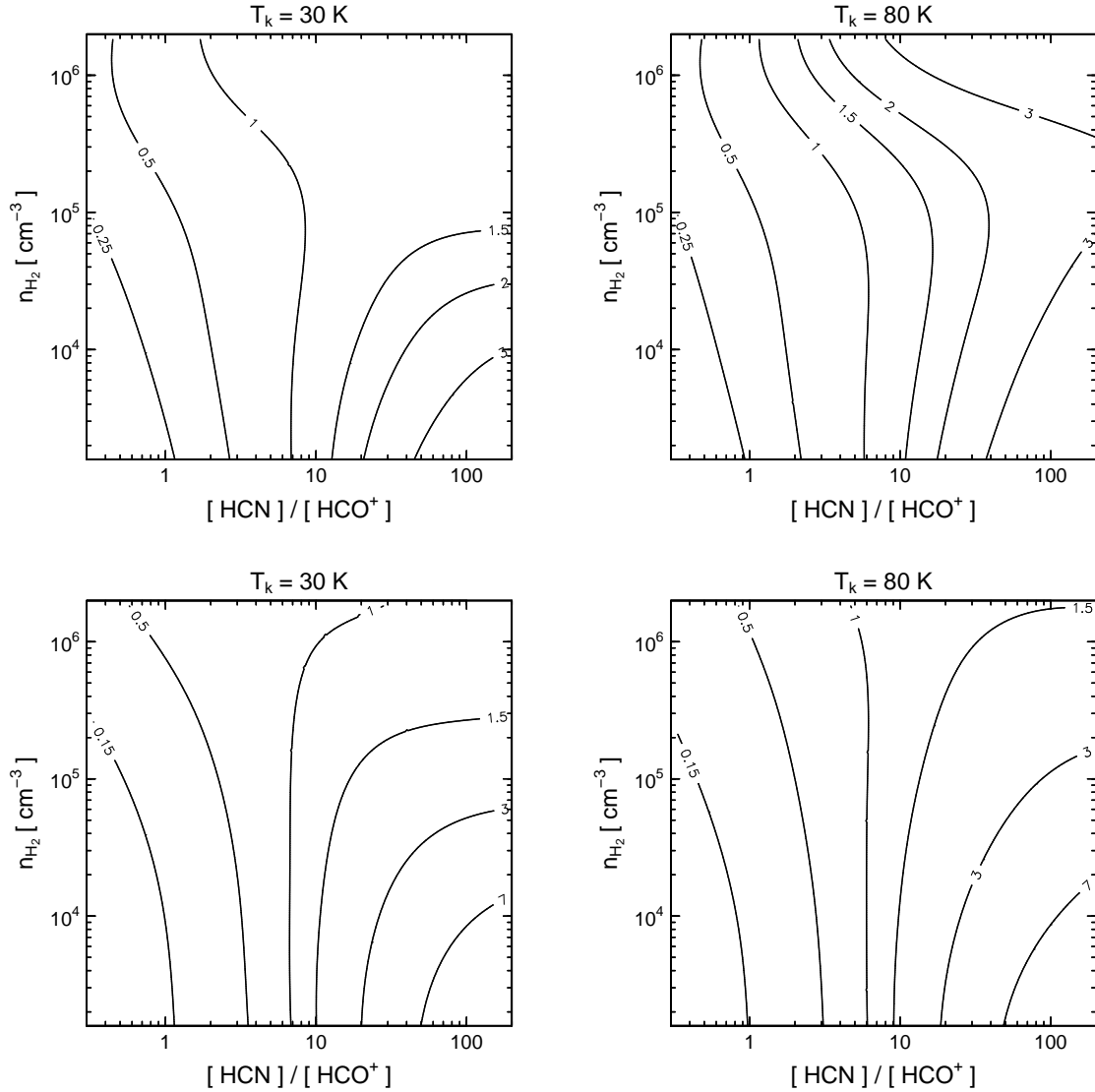


Figura 3.10: Modelización de los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  (paneles superiores) y  $L'_{\text{HCN}(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(3-2)}$  (paneles inferiores) bajo la aproximación del gran gradiente de velocidad (LVG, *Large Velocity Gradient*, Sobolev 1960) en función de la densidad volumétrica de  $\text{H}_2$ ,  $n_{\text{H}_2}$ , la temperatura cinética del gas molecular,  $T_k$ , y el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ . En los cálculos se ha supuesto que la densidad de columna por unidad de velocidad de la molécula de  $\text{HCO}^+$ ,  $N_{\text{HCO}^+}/\Delta V$ , es constante e igual a  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ . Se ha considerado también que todas las líneas provienen de la misma fase del gas molecular (modelo monofase).

de las transiciones  $J = 3 - 2$ . Una galaxia para la que sí es posible realizar esta comprobación es NGC 1068. Los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \sim 1.6$  y  $L'_{\text{HCN}(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(3-2)} \sim 2.6$  medidos por Krips et al. (2008) en esta galaxia Seyfert 2 se pueden explicar simultáneamente si  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] = 15 - 40$ . En la próxima sección

discutimos las implicaciones que tienen estos resultados sobre las propiedades del gas molecular.

### 3.4.2. La abundancia de HCN y $\text{HCO}^+$ en nuestra galaxia

¿Hasta qué punto se pueden considerar anormales los cocientes de abundancias  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 10$  estimados en los núcleos de estas galaxias Seyfert? Para responder a esta pregunta en la tabla 3.1 se han reunido las abundancias y densidades de columna de las moléculas de CO, HCN y  $\text{HCO}^+$  medidas en varias nubes moleculares de nuestra galaxia. Dependiendo de la nube y de la posición observada dentro de ésta, las propiedades físicas del medio interestelar y el tipo de química dominante varían. Como consecuencia de esto las abundancias de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  pueden llegar a cambiar en más de un orden de magnitud. Sin embargo, puede verse que los valores de dichas abundancias son casi siempre menores de  $10^{-8}$  y su cociente  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  permanece relativamente constante entre 0.5 y 5. En muy pocas ocasiones  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 10$ . Un caso en el que esto sucede es el del *hot-core* de la nube de Orión (OMC-1), en el que Blake et al. (1987) calcularon una abundancia para la molécula de HCN igual a  $3 \times 10^{-7}$  (ver también Schilke et al. 1992 y Comito et al. 2005). Otro caso especialmente interesante es el de las nubes de gas molecular del CND de nuestra galaxia, situadas a menos de 2 pc de distancia del agujero negro supermasivo en Sgr A\*. En ellas Marr et al. (1993) estimaron un cociente de abundancias  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \sim 80$ . Este resultado encaja bastante bien con los diagramas de la figura 3.10, pues se ha visto que  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \sim 2 - 3$  a lo largo de la mayor parte del CND (Marr et al. 1993; Wright et al. 2001; Christopher et al. 2005). Apenas se han realizado observaciones de elevada resolución angular de la emisión del gas molecular en esta región, por lo que es difícil establecer el tipo de química (XDRs, PDRs o choques) que está detrás de esta sobreabundancia de la molécula de HCN.

En resumen, las regiones de nuestra galaxia en las que  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 10$  representan sólo una pequeña fracción de la masa total de gas molecular de la galaxia y se caracterizan por estar sometidas a unas condiciones extremas de densidad, temperatura y radiación. Esto hace pensar que las nubes de gas molecular situadas en las regiones centrales de las galaxias Seyfert con  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \geq 1.5$  podrían estar sufriendo condiciones similares, que favorecerían la producción de la molécula de HCN frente a las moléculas de CO y  $\text{HCO}^+$ . Desgraciadamente, con la información disponible hasta

Región	Posición	Tipo de química / descripción	$n_{\text{H}_2}$ $10^5 \text{ cm}^{-3}$	$T_k$ K	$N_{\text{H}_2}$ $10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{CO}}$ $10^{18} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{HCO}^+}$ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{HCN}}$ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$	[CO] $10^{-4}$	[HCO <sup>+</sup> ] $10^{-9}$	[HCN] $10^{-9}$	[HCN]/[HCO <sup>+</sup> ]	Ref.
Sgr A* / CND		XDR, PDR, choques?	20	250						1.0	80	80	1, 2
TMC-1		Nube oscura	0.6	10	1.4	1.2	1.5	0.76	0.85	11	5.4	0.5	3
L134 N		Nube oscura	0.2	10	1.4	1.2	1.3	1.0	0.85	9.2	7.6	0.8	4
NGC 2023		PDR	0.5	80	5.0	5.0	0.30	0.54	1.0	0.6	1.1	1.8	5
IC 63		PDR	0.5	50	0.5	0.3	0.08	0.40	0.6	1.6	8.0	5.0	5, 6
OMC-1	3.5N		10	28	4.4	4.4	2.2	4.4	1.0	5.0	10	2.0	7
OMC-1	1.7N		10	40	6.7	6.7	2.7	13	1.0	4.0	20	5.0	7
OMC-1	BN-KL	YSO de gran masa	10	45	8.4	8.4	2.5	>25	1.0	3.0	>30	>10	7
OMC-1	1.3S	YSO de gran masa	10	32	6.5	6.5	2.6	13	1.0	4.0	20	5.0	7
OMC-1	4.2S		10	24	4.3	4.3	0.43	2.2	1.0	1.0	5.0	5.0	7
OMC-1	Barra	PDR	10	30	3.6	3.6	0.36	<3.6	1.0	1.0	<10	<10	7
OMC-1	Barra	PDR	3	85	6.5	6.5	2.0	3.0	1.0	3.1	4.6	1.5	8
OMC-1	Ridge		1	55	30	15	7.0	15	0.5	2.3	5.0	2.1	9
OMC-1	Plateau	Choque	10	100	5.4	6.5		150	1.2		280		9
OMC-1	Hot core	Hot core	100	200	8.3	10		250	1.2		300		9
OMC-1	Hot core	Hot core	500	150		60	3.0	700				230	10
W3	IRS4	YSO de gran masa	10	55	7.0	19	3.8	8.4	2.7	5.4	12	2.2	11
W3	IRS5	YSO de gran masa	10	100	13	33	1.9	5.3	2.7	1.5	4.0	2.8	11
W3	H <sub>2</sub> O	Hot core	20	220	9.6	26	2.3	12	2.7	2.4	13	5.2	11
M17	NC	YSO de gran masa	30	50	20	20	6.0	6.0	1.0	3.0	3.0	1.0	12
M17	SC	YSO de gran masa	30	35	11	11	2.2	9.9	1.0	2.0	9.0	4.5	12
M17	CC	YSO de gran masa	30	30	14	14	4.2	11	1.0	3.0	8.0	2.7	12
Ceph A	N	YSO de gran masa	30	30	8.0	8.0	2.4	3.2	1.0	3.0	4.0	1.3	12
Ceph A	S	YSO de gran masa	30	20	3.4	3.4	0.34	2.0	1.0	1.0	6.0	6.0	12
S138		YSO de gran masa	20	20	4.4	2.2	0.4	1.8	0.5	0.9	4.0	4.4	13

Región	Posición	Tipo de química / descripción	$n_{\text{H}_2}$ $10^5 \text{ cm}^{-3}$	$T_k$ K	$N_{\text{H}_2}$ $10^{22} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{CO}}$ $10^{18} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{HCO}^+}$ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$N_{\text{HCN}}$ $10^{14} \text{ cm}^{-2}$	[CO] $10^{-4}$	[HCO <sup>+</sup> ] $10^{-9}$	[HCN] $10^{-9}$	[HCN]/[HCO <sup>+</sup> ]	Ref.
NGC 2264	IRS1	YSO de masa intermedia	20	55	6.8	11	1.5	2.2	1.7	2.2	3.2	1.5	14
S68	NWC	YSO de masa intermedia	8	25	5.0	4.0	2.4	1.3	0.8	4.8	2.6	0.5	15
S68	FIRS1	YSO de masa intermedia	8	35	5.0	3.8	2.4	2.5	0.8	4.8	5.0	1.0	15
IRAS 16293		YSO de poca masa	70	50	160	64	22	18	0.4	1.4	1.1	0.8	16
NGC 1333	IRAS 4A	YSO de poca masa	30	50	1.4	1.4	0.25	0.022	1.0	1.8	0.16	0.1	17
NGC 1333	IRAS 4B	YSO de poca masa	30	50	1.5	1.5	0.03	0.077	1.0	0.19	0.5	2.7	17
NGC 1333	IRAS 2	YSO de poca masa	0.2	10	55	13	18	11	0.24	3.3	2.0	0.6	18, 19
NGC 1333	IRAS 4A	YSO de poca masa	3.8	10	220	18	8.8	8.8	0.08	0.4	0.4	1.0	18, 19
NGC 1333	IRAS 4B	YSO de poca masa	1.4	10	30	3.9	1.8	6.0	0.13	0.6	2.0	3.3	18, 19
L1448	I2	YSO de poca masa	4.0	10	35	2.1	2.5	28	0.06	0.7	8.0	11.4	18, 19
L1448	C	YSO de poca masa	0.4	10	17	6.3	15	9.2	0.37	9.1	5.4	0.6	18, 19
L1527		YSO de poca masa	1.2	10	2.8	1.1	0.2	0.3	0.39	0.6	1.2	2.0	18, 19
VLA 1623		YSO de poca masa	1.5	10	23	37	35	15	1.6	15	6.6	0.4	18, 19
L483		YSO de poca masa	0.3	10	93	13	19	19	0.14	2.0	2.0	1.0	18, 19
L723		YSO de poca masa	0.9	10	34	6.5	14	3.4	0.19	4.1	1.0	0.2	18, 19
L1157		YSO de poca masa	1.9	10	120	7.2	7.2	1.2	0.06	0.6	0.1	0.2	18, 19
CB244		YSO de poca masa	1.0	10	6.5	2.4	3.3	3.2	0.37	5.1	4.9	1.0	18, 19
L1489		YSO de poca masa	0.02	10	10	10	18	0.7	1.0	18	0.7	0.04	18, 19
TMR1		YSO de poca masa	0.01	10	3.5	7.0	9.5	0.56	2.0	27	1.6	0.06	18, 19

Tabla 3.1: Abundancias y densidades de columna de las moléculas de CO, HCO<sup>+</sup> y HCN determinadas observacionalmente en varias nubes moleculares de la Vía Láctea. Las propiedades físicas ( $n_{\text{H}_2}$ ,  $T_k$  y  $N_{\text{H}_2}$ ) en una determinada posición dentro de una nube pueden variar dependiendo de la resolución espacial de las observaciones y de las transiciones moleculares estudiadas. YSO  $\equiv$  *Young Stellar Object*. Referencias: (1) Marr et al. (1993), (2) Wright et al. (2001), (3) Pratap et al. (1997), (4) Dickens et al. (2000), (5) Jansen et al. (1994), (6) Jansen et al. (1995), (7) Ungerechts et al. (1997), (8) Hogerheijde et al. (1995), (9) Blake et al. (1987), (10) Comito et al. (2005), (11) Helmich & van Dishoeck (1997), (12) Bergin et al. (1997), (13) Johansson et al. (1994), (14) Schreyer et al. (1997), (15) McMullin et al. (2000), (16) Schoier et al. (2002), (17) Blake et al. (1995), (18) Jørgensen et al. (2002), (19) Jørgensen et al. (2004).

el momento es muy difícil concluir cuál es el tipo de química que domina en estas regiones. La falta de evidencias claras de formación estelar reciente en el CND de NGC 1068 llevó a Usero et al. (2004) a decantarse a favor de una química de XDRs frente a una química de *hot-cores* en esa región, pero puede que esto no sea cierto para todas las galaxias. De hecho, los modelos de química más recientes (Meijerink & Spaans 2005; Meijerink et al. 2006, 2007) predicen que el cociente  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  debería disminuir en las XDRs como consecuencia de un aumento de la abundancia de la molécula de  $\text{HCO}^+$ , en clara contradicción con las observaciones. Estos modelos no toman en consideración los efectos de la evaporación de los mantos de los granos de polvo sobre la química del gas molecular, lo que podría explicar las discrepancias, pues la abundancia de la molécula de HCN suele aumentar en esos casos (e.g., Charnley et al. 1992; Rodgers & Charnley 2001).

### 3.4.3. Química del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs

Las galaxias infrarrojas se caracterizan, entre otras cosas, por las condiciones físicas extremas a las que suele estar sometido su medio interestelar, por lo que es posible que su gas molecular pueda sufrir efectos similares a los observados en los núcleos de las galaxias Seyfert. Por un lado, la formación estelar en las LIRGs y las ULIRGs es intensa ( $\text{SFR} \sim 100 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ), lo que puede favorecer un tipo de química similar a la de los *hot-cores* galácticos o la formación de PDRs gigantes como en la galaxia *starburst* M 82 (e.g., García-Burillo et al. 2002). Por otro lado, como ya se mencionó en la sección 2.3.2, muchas de estas galaxias poseen AGNs en sus regiones centrales, los cuales pueden inducir una química de XDRs en el gas molecular a través de su emisión en rayos X. Por último, tanto los vientos generados por la formación estelar y los AGNs como las interacciones galácticas pueden producir choques a gran escala en el medio interestelar de estas galaxias, modificando la composición química del gas (e.g., García-Burillo et al. 2000; Usero et al. 2006). Sea cual sea el proceso que domine la química del gas molecular en las galaxias infrarrojas, la luminosidad de su línea  $\text{HCN}(1-0)$  es sospechosa de verse afectada por una eventual sobreabundancia de la molécula de HCN, por lo que su uso como trazador de la masa de gas molecular denso debe ser, como mínimo, cuestionado. Esto afecta directamente a resultados tan importantes como la constancia con  $L_{\text{IR}}$  de la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso,

supuestamente proporcional a  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , o el valor del exponente  $N' \sim 1$  de la ley de Kennicutt-Schmidt, determinado en base a la luminosidad de la línea HCN(1 – 0).

La mejor manera de comprobar la fiabilidad de  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  como trazador de la masa total del gas molecular denso en las galaxias infrarrojas es a través de la observación de las transiciones rotacionales de otras moléculas distintas de HCN, con densidades críticas parecidas. A partir de estas observaciones debería ser posible estudiar si la abundancia de la molécula de HCN en las LIRGs y las ULIRGs difiere de las de otras galaxias de menor luminosidad y en qué medida puede afectar esto a la constancia del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  y a los resultados derivados a partir de éste. Las únicas observaciones de este estilo realizadas hasta el momento son las publicadas por Aalto et al. (2002) para una muestra de 13 LIRGs y ULIRGs. Con la ayuda del radiotelescopio de 20 metros de Onsala y el radiotelescopio del hemisferio sur de 15 metros SEST, estos autores detectaron la emisión de las líneas HNC(1 – 0) y CN(1 – 0) en 8 y 9 galaxias de su muestra, y las compararon con las líneas HCN(1 – 0) recopiladas de publicaciones anteriores. Como resultado principal encontraron que, lejos de ser constantes, los valores de los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HNC}(1-0)}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CN}(1-0)}$  de las LIRGs y las ULIRGs varían en casi un orden de magnitud, sin importar demasiado cuál sea el valor de la luminosidad infrarroja de la galaxia o la luminosidad de la línea HCN(1 – 0). Esto les permitió concluir que las condiciones físicas y químicas del gas molecular deben cambiar significativamente de una galaxia a otra, aunque la falta de una muestra mayor de galaxias les impidió establecer el motivo principal de dicha variación.

Estos resultados ponen de manifiesto las dificultades existentes a la hora de medir la masa de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas. Las densidades críticas de las transiciones HCN(1 – 0), HNC(1 – 0) y CN(1 – 0) son parecidas, por lo que en un principio deberían trazar aproximadamente la misma fase del gas molecular y sus cocientes de luminosidades deberían ser constantes e iguales al inverso de los cocientes de sus respectivos factores de conversión:

$$\frac{L'_{\text{HCN}(1-0)}}{L'_{\text{HNC}(1-0)}} = \frac{M_{\text{denso}}/X_{\text{HCN}}}{M_{\text{denso}}/X_{\text{HNC}}} = \frac{X_{\text{HNC}}}{X_{\text{HCN}}} \quad (3.14)$$

$$\frac{L'_{\text{HCN}(1-0)}}{L'_{\text{CN}(1-0)}} = \frac{M_{\text{denso}}/X_{\text{HCN}}}{M_{\text{denso}}/X_{\text{CN}}} = \frac{X_{\text{CN}}}{X_{\text{HCN}}} \quad (3.15)$$

El hecho de que estos cocientes varíen en casi un orden de magnitud en las galaxias infrarrojas nos está indicando que o bien no todas las transiciones trazan la misma fase del

gas molecular o bien que sus factores de conversión no son constantes y cambian de una galaxia a otra. Es necesario realizar más estudios de este estilo es muestras mayores de LIRGs y ULIRGs para determinar qué transiciones son las más adecuadas para medir la masa total del gas molecular denso, y qué otras son, por el contrario, mejores trazadores de las condiciones físicas y químicas del medio interestelar. En particular, en las secciones anteriores vimos que el estudio del cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  puede resultar especialmente útil a la hora de analizar la propiedades químicas del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs.

### 3.5. Excitación radiativa o bombeo infrarrojo

Hasta ahora hemos supuesto que el mecanismo principal para excitar a una molécula a un nivel rotacional superior es mediante su colisión con otras moléculas de  $\text{H}_2$  o la absorción de un fotón con la misma energía que la separación entre los niveles rotacionales inicial y final. A este tipo de excitación se le suele llamar excitación colisional. Sin embargo, la excitación de una molécula puede producirse también radiativamente a través de la absorción de un fotón con la energía adecuada como para trasladar a la molécula al nivel vibracionalmente excitado  $v = 1$  y de ahí, mediante desexcitación espontánea al nivel vibracional fundamental  $v = 0$ , dejarla en un nivel rotacional superior al que tuviera inicialmente. Este tipo de excitación radiativa depende sólo del número de fotones disponibles a la frecuencia de la transición vibracional, que para las moléculas de CO, CS, HCN, HNC, CN y  $\text{HCO}^+$  cae en el rango del infrarrojo medio (MIR, *Mid-Infrared*). Por lo tanto, la proximidad del gas molecular a una fuente de radiación intensa en el MIR es una condición imprescindible para que la excitación radiativa, en ocasiones denominada también bombeo infrarrojo, tenga lugar.

Carroll & Goldsmith (1981) fueron los primeros en estudiar en detalle la posibilidad de que la emisión rotacional de ciertas moléculas observadas en regiones de formación estelar galácticas fuera debida a un efecto de excitación radiativa, más que colisional. A partir de consideraciones básicas sobre las propiedades de la excitación molecular dedujeron una condición aproximada para que la excitación radiativa altere significativamente la población del nivel rotacional  $J + 1$ :

$$f e^{-h\nu_{v \rightarrow v+1}/kT_s} \geq \frac{A_{J+1 \rightarrow J}}{A_{v+1 \rightarrow v}} \quad (3.16)$$



Donde  $f$  es la fracción de ángulo sólido cubierta por la fuente de radiación infrarroja desde la posición del gas molecular,  $T_s$  es la temperatura efectiva de la fuente,  $\nu_{v \rightarrow v+1}$  es la frecuencia de la transición vibracional, y  $A_{J+1 \rightarrow J}$  y  $A_{v+1 \rightarrow v}$  son, respectivamente, los coeficientes de desexcitación espontánea de las transiciones rotacional y vibracional. Fijando  $f$  a su máximo valor,  $f = 1$ , se obtiene la temperatura mínima,  $T_{\min}$ , para que la excitación radiativa comience a ser importante. De esta forma Carroll & Goldsmith comprobaron que la transición  $J = 1 \rightarrow 0$  de la molécula de CS ( $T_{\min} \sim 114$  K) tiene más posibilidades de verse afectada por el efecto del bombeo infrarrojo que las correspondientes transiciones de las moléculas de SiO ( $T_{\min} \sim 124$  K) y CO ( $T_{\min} \sim 160$  K). También comprobaron que el efecto del bombeo infrarrojo sobre la intensidad de las líneas aumenta con el número cuántico  $J$  de la transición, a pesar de que  $T_{\min}$  también aumenta con dicho número cuántico. Por ejemplo, para  $n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_k = 40$  K y  $f = 0.1$ , el incremento de la intensidad de la línea CS(1–0) como consecuencia de la excitación radiativa respecto a la excitación colisional es como máximo de un factor  $\sim 1.5$  para  $T_s \sim 160$  K, mientras que la intensidad de la línea CS(3–2) puede aumentar en más de un orden de magnitud para  $T_s \sim 210$  K y la línea CS(5–4) en más de un factor cien para  $T_s \sim 260$  K (ver la figura 2 de Carroll & Goldsmith 1981). Curiosamente, el efecto producido por el bombeo infrarrojo sobre la intensidad de las líneas rotacionales es muy parecido al obtenido al aumentar la densidad de  $\text{H}_2$  del gas molecular, por lo que es muy difícil distinguir estos dos mecanismos de excitación si no se dispone de más información que las intensidades de las líneas. Una forma de eliminar esta degeneración es mediante la observación de las transiciones rotacionales de varias moléculas con distintas propiedades de excitación radiativa.

La necesaria cercanía del gas molecular a una fuente de radiación MIR intensa hace que el bombeo infrarrojo afecte sólo una mínima fracción de la masa total de gas molecular denso de nuestra galaxia. De hecho, los únicos lugares en los que se piensa que la excitación radiativa puede estar afectando a la emisión rotacional de determinadas moléculas es en torno a regiones de formación estelar masiva, en las que la nueva estrella aún no ha tenido tiempo para dispersar su envoltura de gas molecular y es capaz de calentar los granos de polvo hasta las temperaturas necesarias para que el bombeo infrarrojo tenga lugar (e.g., Hauschildt et al. 1993). La emisión del resto de la nube está dominada por la excitación colisional, por lo que, a no ser que se disponga de observaciones de elevada resolución angular o la densidad crítica de la línea sea tan elevada como para que la nube ambiente apenas emita en esa transición (e.g., la línea  $J = 10 \rightarrow 9$  de CS), el efecto de la excitación radiativa sobre la emisión rotacional suele quedar diluido hasta

límites difícilmente detectables. De ahí el que apenas se haya considerado este efecto en los estudios de la emisión del gas molecular en otras regiones fuera de la Vía Láctea.

En lo que respecta a las LIRGs y las ULIRGs, Aalto et al. (1995, 2002) propusieron que las condiciones del medio interestelar en este tipo de galaxias pueden llegar a ser lo suficientemente extremas como para que parte de la emisión de la línea HCN(1 – 0) se pueda ver afectada por el bombeo infrarrojo de la molécula al nivel vibracional  $v = 1$ , situado en este caso a  $14\ \mu\text{m}$ . Más tarde Gao & Solomon (2004a) descartaron esta posibilidad al no encontrar una correlación estrecha entre las luminosidades de la línea HCN(1 – 0) de su muestra de galaxias y sus respectivas luminosidades monocromáticas *IRAS* a  $12\ \mu\text{m}$ . Sin embargo, este argumento no es del todo válido, pues la emisión a  $12\ \mu\text{m}$  detectada por *IRAS* no tiene por qué estar relacionada con el flujo a  $14\ \mu\text{m}$  en el que está inmerso el gas molecular susceptible de sufrir el bombeo infrarrojo. El medio interestelar puede ser opaco a esas longitudes de onda (la banda de absorción de los silicatos amorfos centrada a  $9.8\ \mu\text{m}$  cae dentro de la banda de *IRAS* a  $12\ \mu\text{m}$ ) y efectos como la inclinación del disco galáctico respecto a la dirección de nuestra línea de visión podrían contribuir a aumentar la dispersión de la correlación inicial entre  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  y  $L_{12\ \mu\text{m}}$ . La observación de las transiciones rotacionales de otras moléculas distintas de HCN es una vez más clave para descartar los posibles efectos del bombeo infrarrojo sobre las líneas de emisión de la molécula de HCN en las LIRGs y las ULIRGs.

## 4 Motivación de la tesis

En los capítulos 2 y 3 se han descrito con cierto nivel de detalle las propiedades más importantes de las galaxias infrarrojas. Los avances alcanzados en la caracterización y comprensión de dichas propiedades son significativos, sobre todo si se tiene en cuenta que no han pasado ni siquiera treinta años desde el lanzamiento del observatorio espacial *IRAS*. Esto ha sido posible gracias al esfuerzo de numerosos grupos de investigación, motivados por comprender las características extremas de este tipo de galaxias y estudiar su más que probable relación con las galaxias que dominaron la formación estelar en el Universo joven. Sin embargo, existen aún numerosas cuestiones fundamentales sobre la naturaleza y evolución de estas galaxias pendientes por resolver. En esta tesis doctoral se ha intentado dar respuesta a algunas de ellas a través del estudio de las propiedades de su gas molecular.

La observación de la línea CO(1–0) en varias muestras de LIRGs y ULIRGs ha permitido comprobar que estas galaxias tienen grandes cantidades de gas molecular en su interior (§ 3.2.2), concentradas generalmente en sus kiloparsecs centrales (§ 3.2.3). Sin embargo, apenas se conoce cómo se modifican las propiedades del gas molecular en las galaxias infrarrojas a medida que avanza la fase de la interacción, desde el momento en el que las galaxias comienzan a interactuar gravitacionalmente, hasta que terminan por fusionarse en un único objeto. ¿Disminuye su masa de gas molecular como consecuencia de los brotes de formación estelar desencadenados por la interacción o bien se mantiene constante gracias a la formación de H<sub>2</sub> a partir del hidrógeno atómico? ¿Se concentra el gas molecular a medida que avanza la interacción, tal y como proponen las simulaciones numéricas? ¿Aumenta la eficiencia de formación estelar del gas molecular con el tiempo? Se desconoce también la relación entre las propiedades del gas molecular y la actividad nuclear de las galaxias. ¿Tienen más gas molecular las galaxias clasificadas en el óptico como de los tipos HII y LINER que las galaxias de tipo Seyfert? ¿Está más concentrado el gas molecular en estas últimas? ¿Disminuye la dispersión observada del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  cuando se consideran únicamente las galaxias HII? ¿Es dicho

cociente mayor en las galaxias Seyfert? ¿Son las propiedades del gas molecular de las galaxias LINER más parecidas a las de las galaxias HII o a las de las galaxias Seyfert?

Para responder a estas preguntas es necesario estudiar las propiedades del gas molecular en una muestra de LIRGs y ULIRGs mucho mayor que las de estudios anteriores. La transición molecular más fácilmente detectable en el Universo local con los radiotelescopios actuales es la transición rotacional  $J = 1 - 0$  de la molécula de CO. Por lo tanto, si se pretende realizar un estudio sistemático de las propiedades del gas molecular en una muestra estadísticamente significativa de galaxias infrarrojas, esta línea es, sin lugar a dudas, la mejor opción. En el capítulo 5 presentamos los resultados obtenidos de la observación de la línea CO(1–0) con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM en una muestra de 69 galaxias infrarrojas (principalmente ULIRGs), seleccionada de tal forma que incluyera un número significativo de galaxias en cada uno de los distintos tipos de actividad nuclear (HII, LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1) y fases de interacción (pares de galaxias sin signos claros de interacción, pares de galaxias en interacción, fusiones avanzadas y galaxias ya fusionadas).

Algunas de las preguntas anteriores sólo se pueden responder mediante observaciones de elevada resolución angular, que separen y resuelvan la emisión de los discos de gas molecular de cada una de las galaxias que intervienen en la interacción. Para ello es necesario recurrir a interferómetros milimétricos, pues la resolución típica de los radiotelescopios de antena única actuales es de unas cuantas decenas de segundos de arco, mientras que, a las distancias de las galaxias infrarrojas, los tamaños de las distribuciones de su gas molecular suelen ser menores de  $3''$ . En el capítulo 6 presentamos las observaciones de elevada resolución angular de las transiciones CO(1–0) y CO(2–1) realizadas con el interferómetro milimétrico de *Plateau de Bure* de IRAM en el par de galaxias interactuantes IRAS 10190+1322.

Como se ha visto en el apartado 3.4.3, los estudios de la química del gas molecular en las galaxias infrarrojas son escasos. El número de galaxias estudiadas es casi siempre menor de la decena y las observaciones suelen combinar varios radiotelescopios, lo cual añade una incertidumbre más a los cocientes de líneas moleculares estudiados como consecuencia de las posibles diferencias de calibración. El estudio de la química del gas molecular es importante y necesario porque permite comprender los procesos físicos que tienen lugar en el gas molecular, los cuales están directamente relacionados con el origen de las enormes luminosidades infrarrojas de estas galaxias. Además, los factores de conversión generalmente empleados para estimar la masa de gas molecular

denso, como el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$ , dependen de las abundancias de las moléculas consideradas (§ 3.3.2), por lo que es importante estudiar su variación con las condiciones químicas del gas molecular. En los capítulos 7 y 8 presentamos los resultados de las observaciones de las transiciones rotacionales  $J = 1 - 0$  y  $3 - 2$  de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  en una muestra de 17 LIRGs y ULIRGs del Universo local. El éxito cosechado con estas observaciones nos permitió aplicar técnicas parecidas en la galaxia activa gravitacionalmente amplificada APM 08279+5255, situada a  $z = 3.9$ . En el capítulo 9 presentamos las detecciones de las líneas  $\text{HCO}^+(5-4)$ ,  $\text{HNC}(4-3)$  y  $\text{CN}(5-4)$  efectuadas en esta galaxia con el interferómetro de *Plateau de Bure* de IRAM.

Algunas de las preguntas que se han intentado responder en los capítulos 7, 8 y 9 son: ¿Cuál es el tipo de química que domina las propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs? ¿Puede afectar la presencia de un núcleo activo en estas galaxias a las propiedades físicas y químicas de su gas molecular? ¿Es la luminosidad de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  un fiel trazador de la masa total de gas molecular denso o, por el contrario, su factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  varía significativamente de una galaxia a otra? ¿Qué molécula es la más adecuada para estimar la masa de gas molecular denso? ¿Es constante la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso? ¿Cuál es el exponente de la ley de Kennicutt-Schmidt del gas molecular denso? ¿Puede verse afectada la emisión de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  por la acción del bombeo infrarrojo? ¿Se diferencian en algo las propiedades del gas molecular de las LIRGs y las ULIRGs locales de las de las galaxias en el Universo joven?

Gran parte de los resultados presentados en esta tesis doctoral se han publicado en forma de artículos en revistas de astronomía de reconocido prestigio internacional (Graciá-Carpio et al. 2006, 2007, 2008b; García-Burillo et al. 2006; Guélin et al. 2007). Estos artículos se han incluido en sus capítulos correspondientes y se han utilizado para describir las observaciones y resultados.

Por último, en el capítulo 10 enumeramos las conclusiones más importantes extraídas de este trabajo de tesis y proponemos varios caminos a seguir para extender estas líneas de investigación en un futuro.



## 5 Caracterización de una muestra de LIRGs y ULIRGs

En este capítulo pretendemos estudiar cómo varían las propiedades de las galaxias infrarrojas en función de su tipo de actividad nuclear y de su fase de interacción. Para ello nuestro grupo<sup>1</sup> ha llevado a cabo una serie de observaciones de la línea CO(1–0) en una muestra de 69 LIRGs y ULIRGs con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM. La muestra se seleccionó de tal forma que incluyera un número significativo de galaxias en cada uno de los tipos de actividad nuclear (galaxias HII, LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1) y fases de interacción (pares de galaxias sin signos claros de interacción, pares de galaxias en interacción, fusiones avanzadas y galaxias con un sólo núcleo o prácticamente fusionadas). A esta muestra le hemos añadido las galaxias adicionales estudiadas por Solomon et al. (1997), observadas también en CO(1–0) con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, para formar una muestra total de 19 LIRGs (la mayoría con  $L_{\text{IR}} > 7 \times 10^{11} L_{\odot}$ ) y 74 ULIRGs. Hasta la fecha ésta es la mayor muestra de ULIRGs estudiada en CO.

La estructura seguida en este capítulo es la siguiente. En el apartado 5.1 describimos los pasos seguidos en la selección y clasificación de la muestra. La reducción de las observaciones de la línea CO(1–0) y los resultados obtenidos se describen en el apartado 5.2. En el apartado 5.3 analizamos las distintas correlaciones encontradas en la muestra total de LIRGs y ULIRGs, tanto en lo que respecta a las propiedades de su gas molecular, como en lo relativo a sus propiedades ópticas, radio e infrarrojas, en función del tipo de actividad nuclear y la fase de interacción. Por último, en el apartado 5.4 resumimos las principales conclusiones a las que hemos llegado tras el análisis de las observaciones.

---

<sup>1</sup>Compuesto por Javier Graciá-Carpio (Observatorio Astronómico Nacional, IGN), Pere Planesas (Observatorio Astronómico Nacional, IGN), Luis Colina (Instituto de Estructura de la Materia, CSIC), Antxon Alberdi (Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC) y el recientemente fallecido Lucas Lara (Universidad de Granada).

## 5.1. Selección y clasificación de la muestra

El proyecto se inicia en septiembre de 1996. En aquel momento eran muy pocas (menos de una veintena) las galaxias ultraluminosas en el infrarrojo de las que se conocía su masa total de gas molecular, a pesar de ser ésta una de las claves principales para la comprensión del fenómeno ULIRG. Se hacía por tanto necesario aumentar de forma significativa el número de observaciones de CO en este tipo de objetos. Con esa intención se propuso para su observación con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM (Instituto de Radioastronomía Milimétrica) una muestra de 23 ULIRGs. En su selección se impusieron las siguientes condiciones:

- $L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$  y  $\delta > -20^{\circ}$ . Es decir, las galaxias debían ser todas ultraluminosas en el infrarrojo y tenían que poderse observar durante un tiempo suficiente desde la latitud del radiotelescopio ( $\phi_{30\text{m}} = 37^{\circ}$  N).
- Tiempo estimado de observación sobre la fuente para una detección  $5\sigma$  menor de 5 horas. Para cuya estimación se supuso  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)} = 10 L_{\odot} L'^{-1}$ , valor aproximadamente a mitad de camino entre el promedio de  $6 L_{\odot} L'^{-1}$  encontrado por Sanders et al. (1991) para una muestra de 60 LIRGs y los valores próximos a  $20 L_{\odot} L'^{-1}$  de ULIRGs como Arp 220 o Mrk 231.
- $z < 0.3$ . Esta condición venía impuesta por el rango de frecuencias al que era posible sintonizar los receptores a 3 mm instalados en el radiotelescopio.
- Disponibilidad de imágenes en el óptico o el infrarrojo cercano tomadas con el telescopio espacial Hubble (*HST*, *Hubble Space Telescope*).
- No haber sido observadas en CO con anterioridad.

La propuesta fue aceptada y las observaciones se llevaron a cabo en mayo de 1997. Debido a las malas condiciones atmosféricas sufridas durante ese periodo de observación, de las 23 galaxias propuestas sólo 15 pudieron observarse, detectándose un total de 10, de las cuales la mayoría fueron detecciones tentativas.

El proyecto vuelve a retomarse en marzo del año 2000. Por aquella época Solomon et al. ya habían publicado en 1997 los resultados de sus observaciones de la línea CO(1–0) en una muestra de 37 galaxias infrarrojas (12 LIRGs y 25 ULIRGs). Con ese estudio se confirmaban ciertas características conocidas de este tipo de galaxias, tales como sus enormes cantidades de gas molecular,  $\langle M_{\text{H}_2} \rangle \sim 4 \times 10^{10} M_{\odot}$  (suponiendo el factor de conversión  $X_{\text{CO}}$  galáctico), y sus elevadas eficiencias de formación estelar,



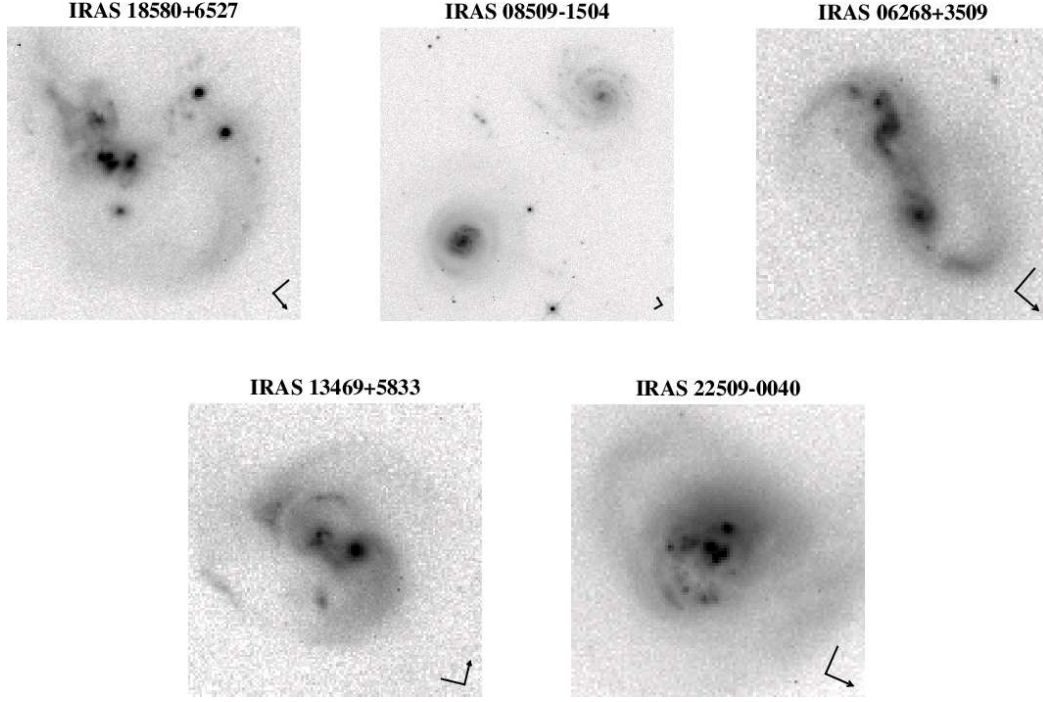


Figura 5.1: Ejemplos de galaxias ultraluminosas en el infrarrojo en cada una de las distintas fases de interacción consideradas en este capítulo. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: fusión múltiple, par de galaxias sin signos claros de interacción, par de galaxias en interacción, fusión avanzada y galaxias con un único núcleo o prácticamente fusionadas. Las imágenes corresponden a la banda *I* del *HST*. Las flechas tienen una extensión de un segundo de arco y se encuentran orientadas al norte y al este.

$\langle \text{SFE} \rangle \propto \langle L_{\text{FIR}} / M_{\text{H}_2} \rangle \sim 35 L_{\odot} M_{\odot}^{-1}$ . Sin embargo, no se sabía prácticamente nada sobre el origen de su luminosidad infrarroja, y la enorme dispersión encontrada en la correlación entre  $L_{\text{FIR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  (ver la figura 3 de su artículo) sugería que ciertos aspectos no tomados en cuenta en la selección de la muestra, tales como el tipo de actividad nuclear o la fase de interacción, podían afectar lo suficiente al valor de la luminosidad infrarroja y la intensidad de la línea de CO de las galaxias como para producir la dispersión observada. Basándose en estas consideraciones nuestro grupo se propuso realizar nuevas observaciones de la línea CO(1–0) en una muestra mucho más amplia de ULIRGs, seleccionada de tal forma que incluyera un número de galaxias estadísticamente representativo en cada uno de los diferentes tipos de actividad nuclear y fases de interacción. En concreto, las condiciones impuestas para la selección de la muestra fueron las siguientes:

- $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$  y  $\delta > -25^{\circ}$ .
- $z < 0.35$ .

- Disponibilidad de imágenes en las bandas  $I$  ( $\lambda_c = 0.8 \mu\text{m}$ ) o  $H$  ( $\lambda_c = 1.6 \mu\text{m}$ ) del *HST*.
- Homogeneidad en su distribución según el tipo de actividad nuclear: galaxias HII, LINERs, Seyfert 2's y Seyfert 1's.
- Homogeneidad en su distribución según la fase de interacción: fusiones múltiples, pares de galaxias sin signos claros de interacción, pares de galaxias en interacción, fusiones avanzadas y galaxias con un único núcleo o prácticamente fusionadas (ver la figura 5.1).

Las observaciones se realizaron con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM en julio y noviembre de 2000 y abril y agosto de 2002. Las en general buenas condiciones meteorológicas permitieron la detección de la mayoría de las galaxias. Cuando por algún motivo una galaxia no se detectaba o su detección era demasiado débil, volvía a observarse en el periodo siguiente, consiguiéndose en la mayoría de los casos una detección mucho mejor. De hecho, en ciertas ocasiones las detecciones fueron tan rápidas y de tal calidad que permitieron observar otras galaxias no incluidas inicialmente en la muestra, lo que explica el que al final no todas las galaxias cumplan las condiciones mencionadas más arriba. Con posterioridad, varias de las galaxias de la muestra de Solomon et al. (1997) se volvieron a observar en CO(1–0) en un proyecto paralelo a éste, del cual hablaremos en el capítulo 7. Estas observaciones, realizadas también con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM en noviembre de 2004, agosto y diciembre de 2005 y junio de 2006, se han incorporado a la muestra final.

En total se observaron 13 LIRGs y 56 ULIRGs. En las tablas 5.1 y 5.2 se resumen las clasificaciones adoptadas según el tipo de actividad nuclear y la fase de interacción para cada una de las galaxias de la muestra. Por completitud, se decidió incorporar a la muestra final 24 galaxias de la muestra de Solomon et al. (1997) que no fueron reobservadas por nosotros.

---

#### Explicación de la tabla 5.1:

- Columna 1. Nombre de la galaxia. En general se trata del nombre dado en el catálogo de fuentes puntuales de *IRAS* (PSC, *Point Source Catalog*, Joint *IRAS* Science Working Group 1988), con la excepción de algunas

galaxias cercanas, para las que ha utilizado su nombre más común, procedente de catálogos más antiguos.

- Columna 2. Clasificación óptica a la que se le ha dado preferencia. HII = galaxia HII, Lin = LINER, Sy2 = Seyfert 2 y Sy1 = Seyfert 1. En el mejor de los casos las clasificaciones se efectúan según diagnósticos de cocientes de líneas ópticas de emisión. Los resultados de los diferentes diagnósticos no siempre coinciden y entonces se dice que se tiene un espectro de transición. El código A : B indica que la clasificación A se ha dado en un mayor número de diagnósticos que la B. El código A / B indica que los dos núcleos de la galaxia han sido analizados y clasificados por separado, siendo sus clasificaciones ópticas respectivas A y B. Lawrence et al. (1999) hablan de *starbursts* de alta excitación (HX) cuando  $[O III] \sim 2 H\beta$ , mientras que las galaxias sin detección de  $[O III]$  que no son Seyfert 1 o Seyfert 2 las clasifican como *starbursts* de baja excitación ( $HII \Leftrightarrow Lin$ ). Estas son las clasificaciones con un mayor grado de incertidumbre de todas las referencias empleadas.
  - Columna 3. Referencias de las observaciones y clasificaciones de la columna anterior. (1) = Veilleux et al. 2002; (2) = Veilleux et al. 1999a; (3) = Veron-Cetty & Veron 2006; (4) = Lawrence et al. 1999; (5) = Lutz et al. 1999; (6) = Zheng et al. 2002 ; (7) = Wu et al. 1998; (8) = Djorgovski et al. 1990; (9) = Veilleux et al. 1995; (10) = Baan et al. 1998; (11) = Duc et al. 1997; (12) = Kim et al. 1998; (13) = Leech et al. 1989; NED = NASA/IPAC *Extragalactic Database*; Simbad = Simbad, *Centre de Données astronomiques de Strasbourg*.
  - Columna 4. Clasificación final adoptada para la galaxia en función de la dada en la columna 2.
  - Columna 5. Otras clasificaciones alternativas a las dadas en la columna 2. También se presentan las clasificaciones de las observaciones en el MIR realizadas con *ISO (Infrared Space Observatory)* por Lutz et al. (1999), que diferencian entre *starbursts* (ISO–SB) y AGNs (ISO–AGN).
-

Nombre (1)	Clasificación óptica (2)	Referencias (3)	Clasificación adoptada (4)	Otras clasificaciones (5)
IRAS 00091 – 0738	HII : Lin	1, 2	HII	
IRAS 00207 + 1029	Sy1	3, 4	Sy1	
IRAS 00397 – 1312	HII	1, 2	HII	ISO – AGN (5)
IRAS 01003 – 2238	HII : Sy2	1, 2	HII	Sy2 (3), ISO – SB (5)
IRAS 01166 – 0844	HII : ...	1, 2	HII	
IRAS 01298 – 0744	HII : Lin	1, 2	HII	ISO – SB (5)
IRAS 01355 – 1814	HII	1, 2	HII	HX (4)
IRAS 02054 + 0835	Sy1	3, 4, 6	Sy1	
IRAS 02065 + 4705	Sy1	3, 6	Sy1	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 04413 + 2608	Sy2	3, 4	Sy2	
VII Zw 31	HII	7, 8	HII	
IRAS 06268 + 3509	HII	NED	HII	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 06487 + 2208	HII	NED	HII	HX (4)
IRAS 06561 + 1902	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	Lin (NED)
IRAS 07246 + 6125	Sy2	3, 4	Sy2	
IRAS 07381 + 3215	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	Sy2 (NED)
IRAS 08344 + 5105	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	
IRAS 08509 – 1504	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	
IRAS 09039 + 0503	Lin	1, 2	Lin	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 09116 + 0334	Lin : HII	1, 2	Lin	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 09320 + 6134	Lin	7, 9, 10	Lin	Sy1 (3), ISO – SB (5)
IRAS 10026 + 4347	Sy1	3, 4, 6	Sy1	
IRAS 10190 + 1322	HII	1, 2	HII	
IRAS 10558 + 3845	HII	NED	HII	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 11087 + 5351	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	Sy1 (NED)
IRAS 11095 – 0238	Lin	1, 2, 3, 11	Lin	
IRAS 11119 + 3257	Sy1	1, 2, 3, 6, 12	Sy1	
IRAS 12071 – 0444	Sy2	1, 2, 3, 9, 12	Sy2	
IRAS 12112 + 0305	Lin	1, 2, 12	Lin	ISO – SB (5), HII $\leftrightarrow$ Lin (7)
IRAS 12202 + 1646	Sy2	3, 4	Sy2	
IRAS 12450 + 3401	Lin	9	Lin	
Mrk 231	Sy1	1, 2, 3, 4, 6	Sy1	ISO – AGN (5)
IRAS 13144 + 2356				
IRAS 13156 + 0435	HX	4	Lin	
Arp 193	Lin	9	Lin	HII $\leftrightarrow$ Lin (7)
IRAS 13342 + 3932	Sy1	1, 2, 3, 6, 12	Sy1	
IRAS 13349 + 2438	Sy1	3, 9	Sy1	
IRAS 13352 + 6402	HII $\leftrightarrow$ Lin	4	HII	
Mrk 273	Sy2	1, 2, 3, 7, 10, 12	Sy2	ISO – AGN (5)
IRAS 13469 + 5833	HII	1, 2	HII	HII $\leftrightarrow$ Lin (4)
IRAS 13539 + 2920	HII : Lin	1, 2	HII	

Tabla 5.1: Clasificación de las galaxias de la muestra final según su actividad nuclear. La línea horizontal separa las galaxias observadas por nosotros en CO(1 – 0) de las de la muestra de Solomon et al. (1997).

Nombre (1)	Clasificación óptica (2)	Referencias (3)	Clasificación adoptada (4)	Otras clasificaciones (5)
IRAS 14121 – 0126	Lin	1, 2	Lin	
IRAS 14202 + 2615	HII	1, 2, 12	HII	
IRAS 14348 – 1447	Lin / Lin	1, 2, 9, 12	Lin	Sy1 (3), ISO – SB (5)
IRAS 14575 + 3256	HII	13	HII	
Arp 220	Lin	1, 2, 12	Lin	Sy2 $\Leftrightarrow$ Lin (3), ISO – SB (5)
IRAS 15462 – 0450	Sy1	1, 2, 3, 6, 12	Sy1	
IRAS 16007 + 3743	Lin : HII	9	Lin	
IRAS 16136 + 6550	Sy1	3, 6	Sy1	
IRAS 16455 + 4553	HII $\Leftrightarrow$ Lin	4	HII	
IRAS 16487 + 5447	Lin : HII	1, 2, 12	Lin	HII $\Leftrightarrow$ Lin (4), ISO – SB (5)
NGC 6240	Lin	3, 7, 9	Lin	ISO – SB (5)
IRAS 16541 + 5301	Sy2	3, 4	Sy2	
IRAS 17068 + 4027	HII	1, 2, 12	HII	ISO – AGN (5)
IRAS 17179 + 5444	Sy2	1, 2, 3	Sy2	HII $\Leftrightarrow$ Lin (4), ISO – AGN (5)
IRAS 17208 – 0014	HII	9, 12, 14	HII	Lin (3), ISO – SB (5)
IRAS 17463 + 5806	HX	4	Lin	
IRAS 18144 + 4823	Sy2	3, 4	Sy2	
IRAS 18580 + 6527	Sy2	3	Sy2	Sy2 / HII (4)
IRAS 19297 – 0406	HII : Lin	9, 12	HII	
IRAS 20037 – 1547	Sy1	3, 4, 6	Sy1	
IRAS 20414 – 1651	HII : Lin	1, 2, 12	HII	Lin : HII (11)
IRAS 21219 – 1757	Sy1	1, 2, 6	Sy1	Sy1.2 (3)
IRAS 21477 + 0502	Lin : HII	1, 2	Lin	
IRAS 22204 – 0214	HII : Lin / HII	9	HII	
IRAS 22491 – 1808	HII	1, 2, 4, 9	HII	ISO – SB (5)
IRAS 22509 – 0040	HII $\Leftrightarrow$ Lin	4	HII	
IRAS 23365 + 3604	Lin	9, 14	Lin	Sy2 $\Leftrightarrow$ Lin (3), ISO – SB (5)
IRAS 23498 + 2423	Sy2	1, 2, 4	Sy2	Sy1 (3)
IRAS 00057 + 4021	Sy2	3, 10	Sy2	
IRAS 00188 – 0856	Lin	1, 2	Lin	HII $\Leftrightarrow$ Lin (4), ISO – SB (5)
IRAS 00262 + 4251	Lin	3	Lin	
I Zw 1	Sy1	3, 7	Sy1	ISO – AGN (5)
Mrk 1014	Sy1	1, 2, 6, 7	Sy1	Sy1.5 (3), ISO – AGN (5)
IRAS 02483 + 4302	Lin	3, 10	Lin	
IRAS 03158 + 4227	Sy / Sy2	3	Sy2	
IRAS 03521 + 0028	Lin	1, 2	Lin	ISO – SB (5)
IRAS 08030 + 5243				
IRAS 08572 + 3915	Lin : HII / Lin : HII	1, 2, 9, 12	Lin	HII (3)
IRAS 10035 + 4852	HII	15	HII	
IRAS 10494 + 4424	Lin	1, 2, 12	Lin	
IRAS 10565 + 2448	HII / ...	9	HII	HII $\Leftrightarrow$ Lin (7), Lin (Simbad)
IRAS 11506 + 1331	HII : Lin	1, 2, 12	HII	

Tabla 5.1: Continuación.

Nombre (1)	Clasificación óptica (2)	Referencias (3)	Clasificación adoptada (4)	Otras clasificaciones (5)
IRAS 13106–0922	Lin : HII	1, 2	Lin	
IRAS 13442 + 2321	HII	13	HII	
IRAS 14070 + 0525	Sy2	1, 2, 3, 12	Sy2	
IRAS 15030 + 4835				
IRAS 16090–0139	Lin : HII	1, 2, 12	Lin	
IRAS 16334 + 4630	Lin	1, 2, 12	Lin	
IRAS 18368 + 3549				
IRAS 19458 + 0944				
IRAS 20087–0308	Lin	12	Lin	Sy2 $\leftrightarrow$ Lin (11)
IRAS 22542 + 0833	Lin : HII / Sy2 : ...	1, 2	Sy2	

Tabla 5.1: Continuación.

Nombre	Referencias	Separación Nuclear kpc	Clasificación	Otras clasificaciones
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
IRAS 00091 – 0738	1, 2, 3, 4, HST	2.1	FA	UN (2)
IRAS 00207 + 1029	HST	1.9	FA	
IRAS 00397 – 1312	1, 4, HST	< 1.7	UN	FA
IRAS 01003 – 2238	1, 3, 4, 5, 6, HST	< 0.6	UN	
IRAS 01166 – 0844	1, 4, SDSS	9.4	PI	
IRAS 01298 – 0744	1, 3, 4	< 2.1	UN	FA
IRAS 01355 – 1814	1, 4, HST	5.7	PI	
IRAS 02054 + 0835	7, HST	< 2.0	UN	FA
IRAS 02065 + 4705	HST	< 1.0	UN	
IRAS 04413 + 2608	8, HST	6.6	PSI	UN (9)
VII Zw 31	10, 11, HST	< 0.5	UN	
IRAS 06268 + 3509	7, 8, HST	8.0	PI	
IRAS 06487 + 2208	HST	1.5	FA	
IRAS 06561 + 1902	7, 8, HST	6.5	PI	
IRAS 07246 + 6125	HST	< 1.1	UN	
IRAS 07381 + 3215	7, 8, HST, SDSS	< 1.3	UN	
IRAS 08344 + 5105	HST, SDSS	2.6	FA	
IRAS 08509 – 1504	HST	53.8	PSI	UN (9)
IRAS 09039 + 0503	1, HST, SDSS	< 1.0	UN	
IRAS 09116 + 0334	1, SDSS	15.3	PI	
IRAS 09320 + 6134	2, 10, 12, 13, 14, HST, SDSS	< 0.4	UN	
IRAS 10026 + 4347	7, HST, SDSS	< 1.3	UN	
IRAS 10190 + 1322	1, 13, 15, SDSS	5.2	PI	
IRAS 10558 + 3845	8, HST, SDSS	1.7	FA	UN (9)
IRAS 11087 + 5351	HST, SDSS	1.1	UN	
IRAS 11095 – 0238	1, 3, 6, 8, 16, HST	1.2	UN	
IRAS 11119 + 3257	1, 6, SDSS	< 2.7	UN	FA
IRAS 12071 – 0444	1, 3, 5, 6, HST	1.8	FA	
IRAS 12112 + 0305	1, 2, 10, 12, 14, HST, SDSS	3.6	FA	UN (2)
IRAS 12202 + 1646	HST, SDSS	37.2	PSI	UN (9)
IRAS 12450 + 3401	HST, SDSS	9.7	PI	
Mrk 231	1, 5, 12, 14, HST, SDSS	< 0.2	UN	FA (3)
IRAS 13144 + 2356	17, HST, SDSS	< 1.0	UN	
IRAS 13156 + 0435	18, HST, SDSS	31.6	PI	
Arp 193	10, 12, 19, HST, SDSS	< 0.3	UN	
IRAS 13342 + 3932	1, HST, SDSS	21.4	PSI	UN (1, 9)
IRAS 13349 + 2438	HST, SDSS	< 0.9	UN	
IRAS 13352 + 6402	8, HST, SDSS	11.4	PI	
Mrk 273	1, 2, 10, 12, 14, HST, SDSS	0.7	UN	
IRAS 13469 + 5833	1, 7, 8, HST, SDSS	4.0	FA	

Tabla 5.2: Clasificación de las galaxias de la muestra final según su fase de interacción. La línea horizontal separa las galaxias observadas por nosotros en CO(1 – 0) de las de la muestra de Solomon et al. (1997).

Nombre	Referencias	Separación Nuclear kpc	Clasificación	Otras clasificaciones
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
IRAS 13539 + 2920	1, 3, 9, HST, SDSS	7.0	PI	FA (9)
IRAS 14121 – 0126	1, SDSS	8.4	PI	
IRAS 14202 + 2615	1, 9, HST, SDSS	14.7	PI	FA (9)
IRAS 14348 – 1447	1, 2, 10, 12, 14, 16, HST	4.9	FA	
IRAS 14575 + 3256	9, HST, SDSS	< 0.9	UN	FA (9)
Arp 220	1, 2, 10, 12, 14, HST, SDSS	0.3	UN	
IRAS 15462 – 0450	1, 3, 16, HST	< 0.8	UN	
IRAS 16007 + 3743	9, HST, SDSS	12.0	PI	
IRAS 16136 + 6550	20, 21, HST	4.7	FA	PI (21)
IRAS 16455 + 4553	8, HST, SDSS	< 1.4	UN	
IRAS 16487 + 5447	1, 3, 18	5.3	PI	
NGC 6240	10, HST	0.7	UN	
IRAS 16541 + 5301	8, HST	5.5	PI	
IRAS 17068 + 4027	1	19.5	PI	FA, UN (1)
IRAS 17179 + 5444	1, HST, SDSS	1.1	UN	
IRAS 17208 – 0014	3, 10, 15, 16, HST	< 0.4	UN	
IRAS 17463 + 5806	HST	1.1	UN	
IRAS 18144 + 4823	17, DSS	14.7	PI	FA, UN (17)
IRAS 18580 + 6527	7, 8, 9, 17, HST	2.8	FA	UN, PI (8)
IRAS 19297 – 0406	3, 8, HST	1.1	UN	
IRAS 20037 – 1547	7, 8, 9, HST	6.0	PI	
IRAS 20414 – 1651	1, 2, 3, 8, 13, 16, HST	< 0.7	UN	
IRAS 21219 – 1757	1, 21, HST	< 0.9	UN	
IRAS 21477 + 0502	1	6.3	PI	
IRAS 22204 – 0214	HST	9.0	PI	
IRAS 22491 – 1808	1, 2, 9, 10, 12, 14, 16, HST	2.1	FA	
IRAS 22509 – 0040	4, 6, HST, SDSS	0.8	UN	
IRAS 23365 + 3604	2, 3, 13, 15, HST	< 0.6	UN	
IRAS 23498 + 2423	1, 17, HST	12.0	PI	
IRAS 00057 + 4021	6, DSS	< 3.2	UN	FA
IRAS 00188 – 0856	1, 3, 4, 6, HST	< 1.0	UN	
IRAS 00262 + 4251	3, 13	< 1.6	UN	FA
I Zw 1	5, HST	< 0.5	UN	
Mrk 1014	1, 3, 4, 5, 10, HST, SDSS	< 0.7	UN	
IRAS 02483 + 4302	13, 22, HST	3.2	FA	
IRAS 03158 + 4227	3, 13	< 1.0	UN	
IRAS 03521 + 0028	1, 2, 3, SDSS	3.4	FA	
IRAS 08030 + 5243	3, SDSS	< 1.4	UN	
IRAS 08572 + 3915	1, 5, 10, 12, 14, HST, SDSS	5.6	PI	
IRAS 10035 + 4852	23, SDSS, DSS	10.7	PI	
IRAS 10494 + 4424	1, 3, 15, SDSS	< 1.5	UN	

Tabla 5.2: Continuación.



Nombre	Referencias	Separación Nuclear kpc	Clasificación	Otras clasificaciones
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
IRAS 10565 + 2448	3, 10, 12, 15, HST, SDSS	6.1	PI	
IRAS 11506 + 1331	1, 3, SDSS	< 2.0	UN	FA
IRAS 13106 – 0922	1, 15	< 2.6	UN	FA
IRAS 13442 + 2321	17, HST, SDSS	< 1.1	UN	
IRAS 14070 + 0525	1, 15, SDSS	< 3.4	UN	FA
IRAS 15030 + 4835	15, SDSS	10.4	PI	
IRAS 16090 – 0139	1, 3, 15, 16	< 2.1	UN	FA
IRAS 16334 + 4630	1, 15, SDSS	11.7	PI	
IRAS 18368 + 3549	3, 13	< 1.9	UN	FA
IRAS 19458 + 0944	3	< 1.6	UN	FA
IRAS 20087 – 0308	3, 8, 13, 16, HST	< 0.9	UN	
IRAS 22542 + 0833	1, DSS	17.2	PI	

Tabla 5.2: Continuación.

### Explicación de la tabla 5.2:

- Columna 1. Nombre de la galaxia.
- Columna 2. Referencias en donde se pueden encontrar algunas de las imágenes empleadas para clasificar la galaxia. (1) = Kim et al. 2002; (2) = Surace et al. 2000; (3) = Murphy et al. 1996; (4) = Clements et al. 1996; (5) = Surace & Sanders 1999; (6) = Armus et al. 1987; (7) = Farrah et al. 2001; (8) = Bushouse et al. 2002; (9) = Cui et al. 2001; (10) = Scoville et al. 2000; (11) = Djorgovski et al. 1990; (12) = Condon et al. 1991b; (13) = Crawford et al. 1996; (14) = Sanders et al. 1988a; (15) = Solomon et al. 1997; (16) = Duc et al. 1997; (17) = Auriere et al. 1996; (18) = Clements & Baker 1996; (19) = Smith et al. 1995; (20) = Surace et al. 2001; (21) = Hutchings & Neff 1992; (22) = Kollatschny et al. 1991; (23) = Murphy et al. 2001b; HST = Archivo del *HST*; DSS = *Digitized Sky Survey*; SDSS = *Sloan Digital Sky Survey Data Release 5*, Adelman-McCarthy et al. 2006.
- Columna 3. Separación entre los núcleos de las galaxias en interacción. Para su cálculo se ha empleado la ecuación que relaciona la distancia luminosidad,  $D_L$ , con la distancia angular,  $D_A$ , obteniéndose la siguiente

relación:

$$S_N = 4.85 \times 10^{-3} \frac{D_L \theta_N}{(1+z)^2} \quad (5.1)$$

donde  $S_N$  es la separación nuclear expresada en kpc,  $\theta_N$  es la misma separación expresada en segundos de arco,  $D_L$  es la distancia luminosidad en Mpc y  $z$  es el desplazamiento al rojo de la galaxia. Merece la pena mencionar que  $S_N$  es una distancia proyectada en el plano del cielo, por lo que se trata de una cota inferior a la separación real de los núcleos. Esto introduce cierta incertidumbre en nuestra clasificación, pues ésta se basa en la separación nuclear. En los casos en los que no se ha detectado más de un núcleo, se han supuesto cotas superiores de  $1''$  o  $0.5''$ , dependiendo de la calidad de las imágenes empleadas.

- Columna 4. Fase de interacción adoptada en función de la separación proyectada de los núcleos. PSI = par de galaxias sin signos claros de interacción:  $S_N > 5$  kpc, PI = par de galaxias en interacción:  $S_N > 5$  kpc, FA = galaxias en un avanzado estado de fusión:  $1.5 \text{ kpc} < S_N < 5 \text{ kpc}$  y UN = galaxias con un único núcleo o prácticamente fusionadas:  $S_N < 1.5 \text{ kpc}$ . Al final se decidió no utilizar la clasificación de fusiones múltiples, pues había muy pocas galaxias que entraran dentro de ella y además existía la posibilidad de que los núcleos múltiples fueran en realidad regiones de intensa formación estelar.
- Columna 5. Otras fases de interacción posibles que, aunque menos probables, no se deben descartar.

---

Por el gran número de referencias utilizadas en las tablas 5.1 y 5.2, salta a la vista que uno de los principales problemas a los que hubo que enfrentarse a lo largo de este estudio fue el de obtener clasificaciones fiables y consistentes para todas las galaxias. Consideramos que las clasificaciones finales son válidas en un alto tanto por ciento y que los pocos errores que se puedan haber cometido no van ensombreceer o desvirtuar las conclusiones a las que llegamos al final de este capítulo. De hecho, como se verá más adelante, sólo unas pocas galaxias fácilmente identificables se salen de las tendencias comunes a su grupo.

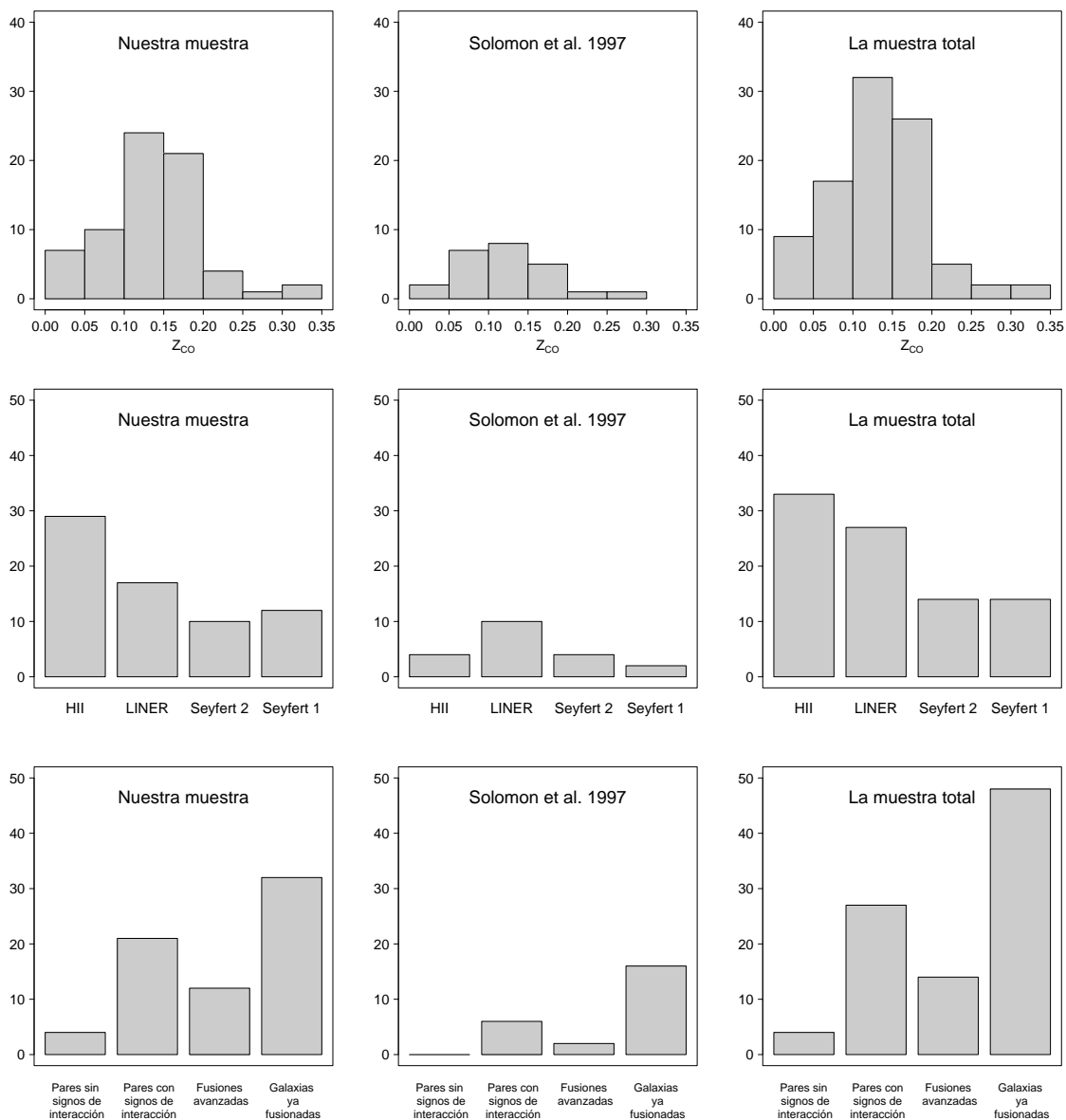


Figura 5.2: Distribuciones en función del desplazamiento al rojo, el tipo de actividad nuclear y la fase de interacción para nuestra muestra de 69 galaxias, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra total de 93 LIRGs y ULIRGs. Nótese que la aquí denominada muestra de Solomon et al. (1997) es en realidad un subconjunto de la muestra total estudiada por estos autores, pues sólo incluye aquellas galaxias que no fueron reobservadas en CO(1–0) por nosotros (24 galaxias frente a las 37 de la muestra original).

En la figura 5.2 se han representado las distribuciones de cada una de las muestras de galaxias estudiadas en función del desplazamiento al rojo, del tipo de actividad nuclear y de la fase de interacción. En general, nuestra muestra tiene un mayor número de galaxias alejadas que la muestra de Solomon et al. (1997). Además, su muestra contiene en su mayoría galaxias de tipo LINER en un muy avanzado estado de fusión. Nuestra muestra

en cambio presenta unas distribuciones más uniformes, si bien es cierto que posee un exceso de galaxias HII y que apenas existen pares de galaxias sin signos de interacción. Las principales causas de la pérdida de homogeneidad en las clasificaciones son:

- Errores en la clasificación inicial, ahora subsanados.
- Cambios en los criterios de clasificación.
- Aparición de nuevas observaciones más precisas que alteraron de alguna forma las clasificaciones anteriores.
- Incorporación a la muestra final de las galaxias observadas durante los años 1997, 2004, 2005 y 2006, a las que no se sometió a los requisitos de uniformidad del resto de las observaciones.

## 5.2. Observaciones y resultados

Todas las observaciones se realizaron con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, situado en el observatorio de Pico de Veleta, Granada, a unos 2900 metros sobre el nivel del mar. Este radiotelescopio es especialmente apropiado para las observaciones milimétricas, dado su gran tamaño y la baja humedad de la atmósfera a través de la cual observa, que le permiten alcanzar sensibilidades del orden del mJy en pocas horas de integración. Dichas sensibilidades son necesarias para la detección de las transiciones rotacionales de las moléculas de CO, HCN, HNC, CN, HCO<sup>+</sup> y CS en galaxias alejadas.

Para nuestras observaciones de la línea CO(1 – 0) se utilizaron los receptores a 3 mm de tipo SIS (*Superconductor-Insulator-Superconductor*) A100 y B100, sintonizados a la frecuencia de reposo de la línea ( $\nu_{\text{CO}(1-0)} = 115.271 \text{ GHz}$ ) corregida del desplazamiento al rojo de la galaxia y acoplados a bancos de filtros de 512 MHz de ancho de banda. A la frecuencia de la transición y para los desplazamientos al rojo de nuestra muestra de galaxias esto corresponde a un rango aproximado de velocidad de unos  $1500 \text{ km s}^{-1}$ , suficiente como para disponer de una línea de base suficiente a ambos lados del perfil de emisión. Todas las observaciones se efectuaron en modo *wobbler switching*, que consiste en realizar pequeños desplazamientos en azimut del subreflector de unos  $90''$ , de tal forma que se alternan sucesivamente cada 2 segundos observaciones sobre y fuera de la posición de la fuente. De esta forma suelen conseguirse líneas de base planas y sin modulaciones (*ripples*), siempre y cuando la fuente sea lo suficientemente pequeña como para que la posición OFF no caiga sobre ella y su emisión en radiocontinuo sea débil.

Las correcciones de apuntado y foco del radiotelescopio se realizaron sobre planetas y cuásares cercanos a la galaxia en el momento de la observación. Para la calibración de los datos se utilizó el procedimiento CALIBRATE COLD del programa de observación OBS, que realiza, consecutivamente, escanes sobre el cielo, una carga fría y una carga a la temperatura ambiente para calcular la temperatura de sistema,  $T_{\text{sys}}$ , a partir de la cual se establece la escala de temperatura de antena,  $T_a^*$ <sup>2</sup>.

Las observaciones se efectuaron en mayo de 1997, julio y noviembre de 2000, abril y agosto de 2002, noviembre de 2004, agosto y diciembre de 2005 y junio de 2006. Durante las observaciones de mayo de 1997, las en general malas condiciones atmosféricas se reflejaron en unas temperaturas de sistema y unas opacidades de la atmósfera elevadas:  $T_{\text{sys}} = 125 - 295 \text{ K}$  y  $\tau = 0.03 - 0.5$ . Mucho mejores fueron las condiciones atmosféricas de las observaciones de los años 2000, 2002, 2004, 2005 y 2006, con  $T_{\text{sys}} = 110 - 150 \text{ K}$  y  $\tau = 0.02 - 0.1$ .

Para el análisis de los perfiles se empleó el paquete de software de preparación, reducción y análisis de observaciones GILDAS (*Grenoble Image and Line Data Analysis System*), desarrollado conjuntamente por el Observatorio de Grenoble e IRAM. En particular, para la reducción de los datos se utilizó el programa CLASS (*Continuum and Line Analysis Single-dish Software*). En la figura 5.3 se muestran los perfiles de la transición CO(1 – 0) obtenidos tras la reducción final de los datos en unidades de temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$  ( $1 \text{ K} = 4.95 \text{ Jy}$ ). Como ya se ha mencionado en la sección anterior, al final se decidió incorporar a la muestra total las galaxias de Solomon et al. (1997), observadas también con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM. En la figura 5.4 se muestran los perfiles de CO de cada una de ellas.

---

<sup>2</sup>Para una descripción más detallada sobre el procedimiento de calibración de un radiotelescopio se recomienda consultar los artículos de Ulich & Haas (1976), Kutner & Ulich (1981) y Kramer (1997).

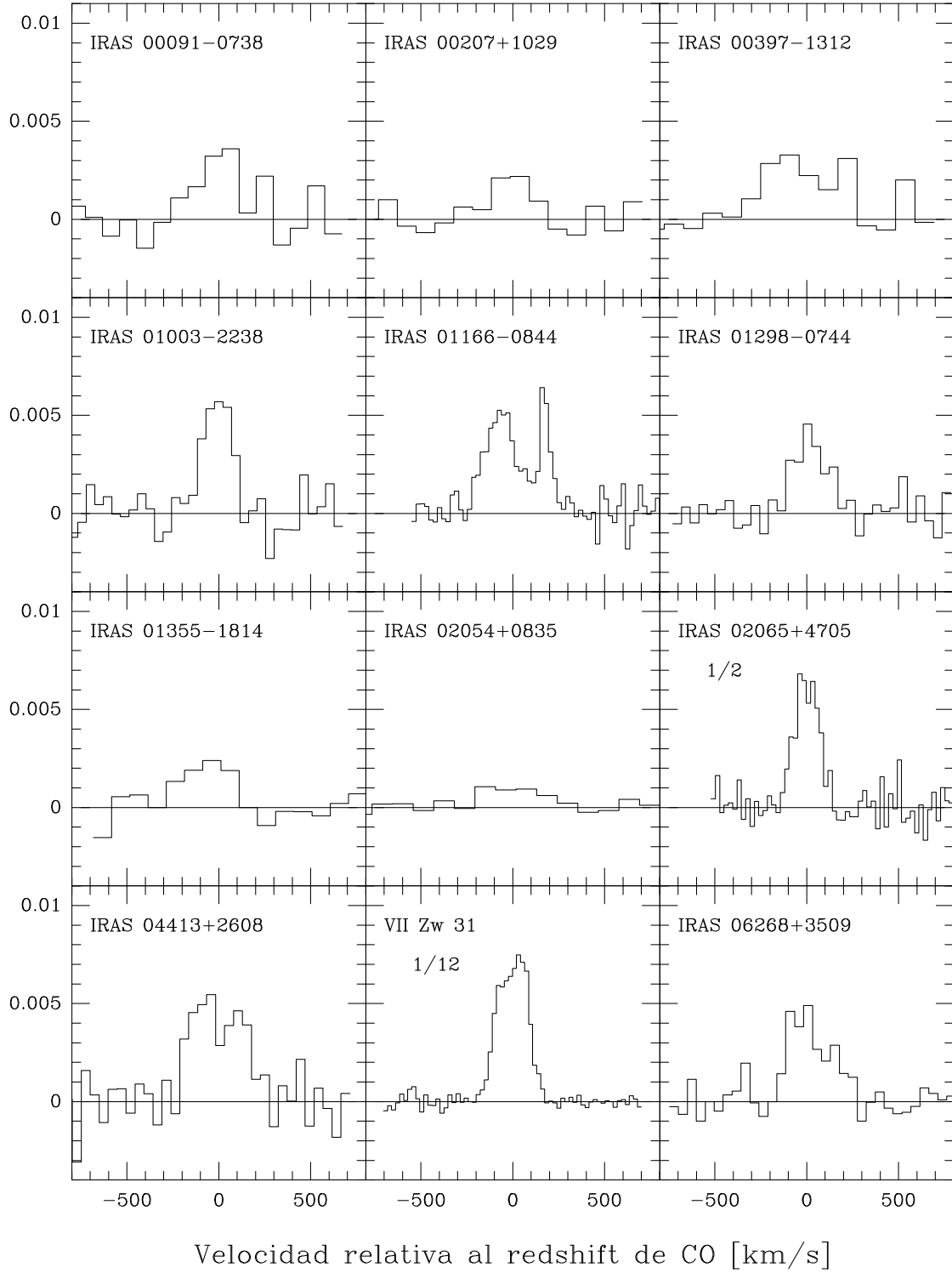


Figura 5.3: Perfiles de la línea CO(1–0) de nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs. La escala vertical son K en temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$ .  $1 \text{ K} = 4.95 \text{ Jy}$  para el radiotelescopio de 30 metros de IRAM. Con el fin de mantener la misma escala para todas las galaxias, la intensidad de algunos de los perfiles se ha multiplicado por los factores indicados en la figura.

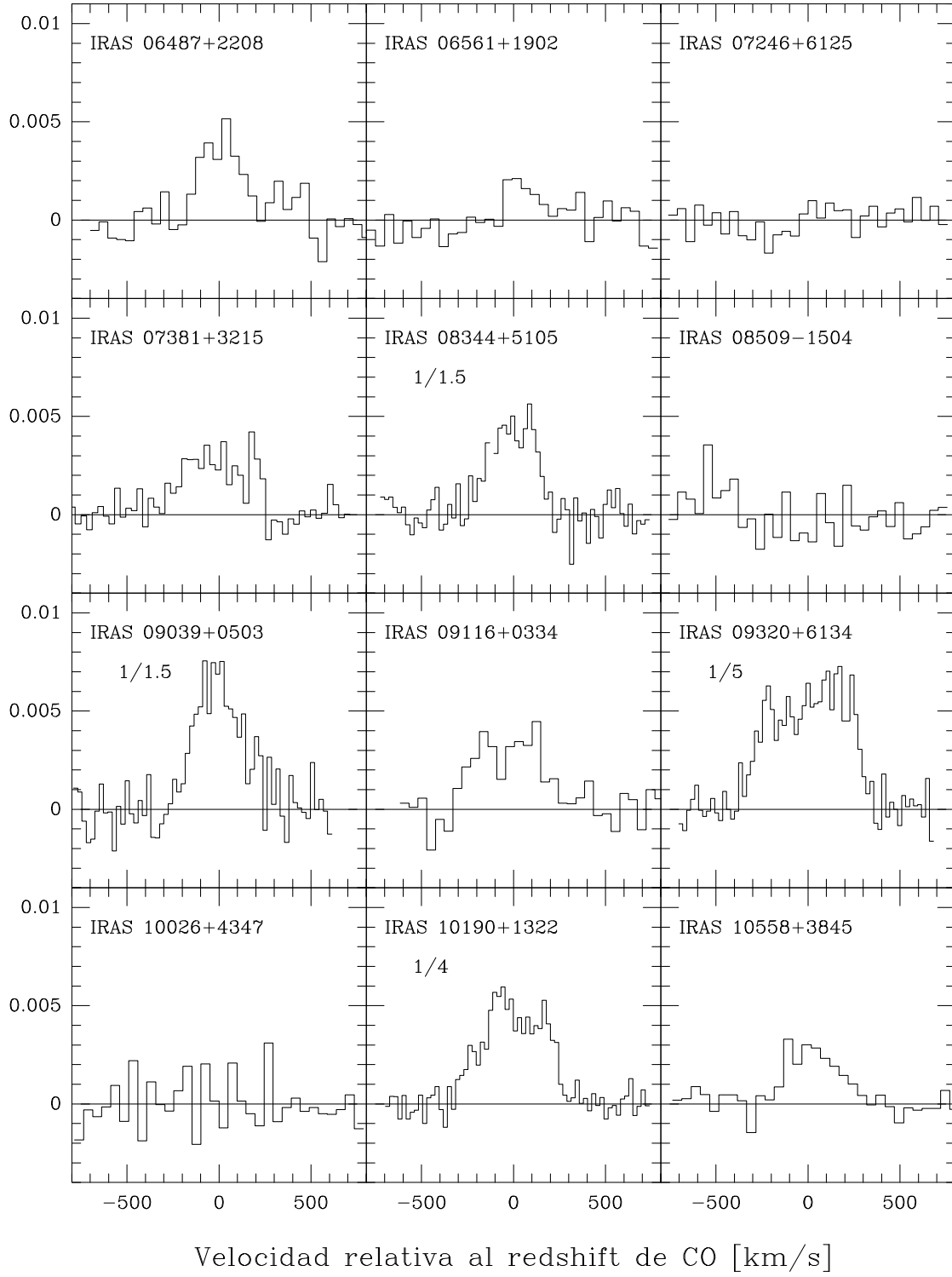


Figura 5.3: Continuación.

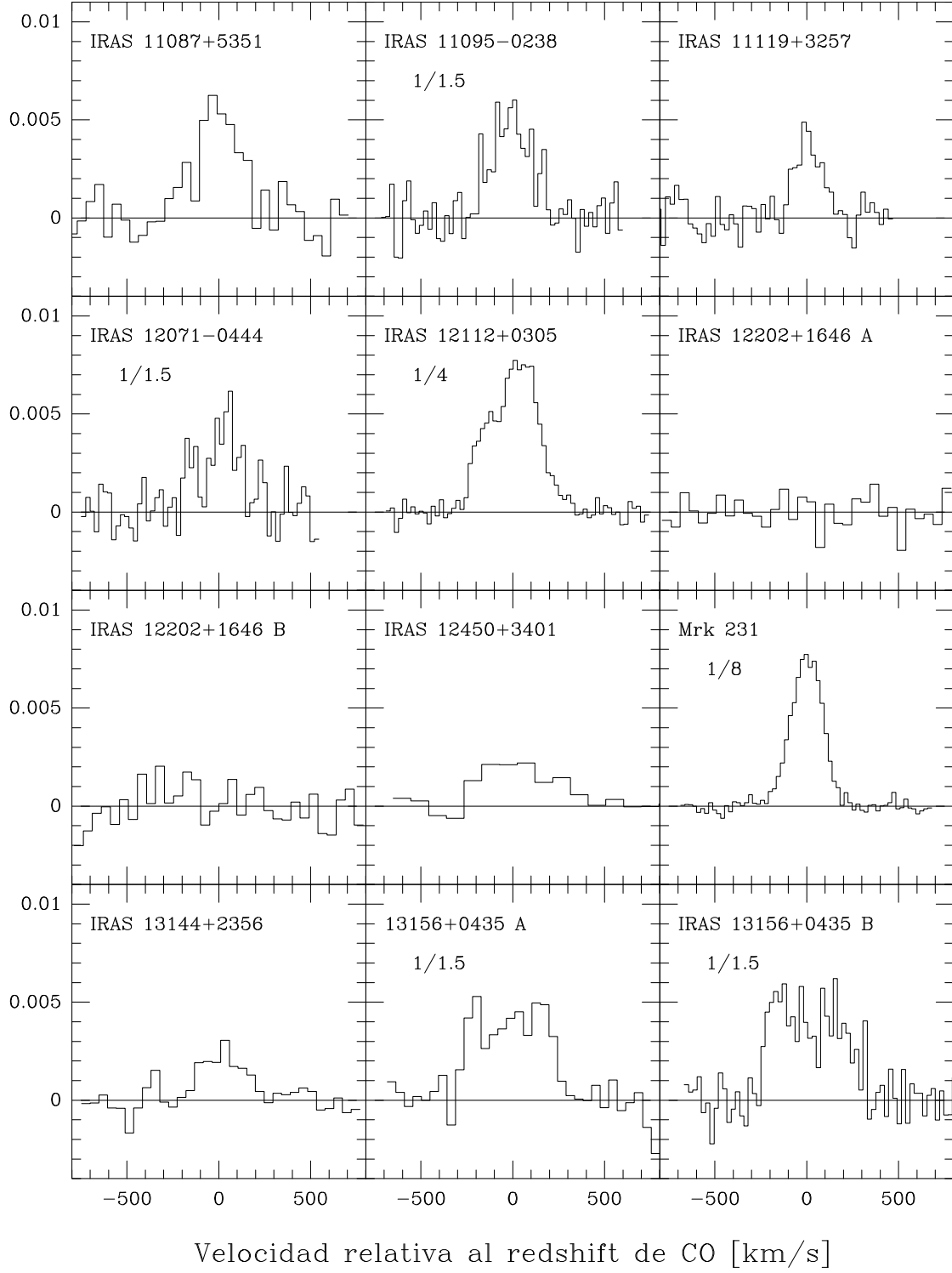


Figura 5.3: Continuación.



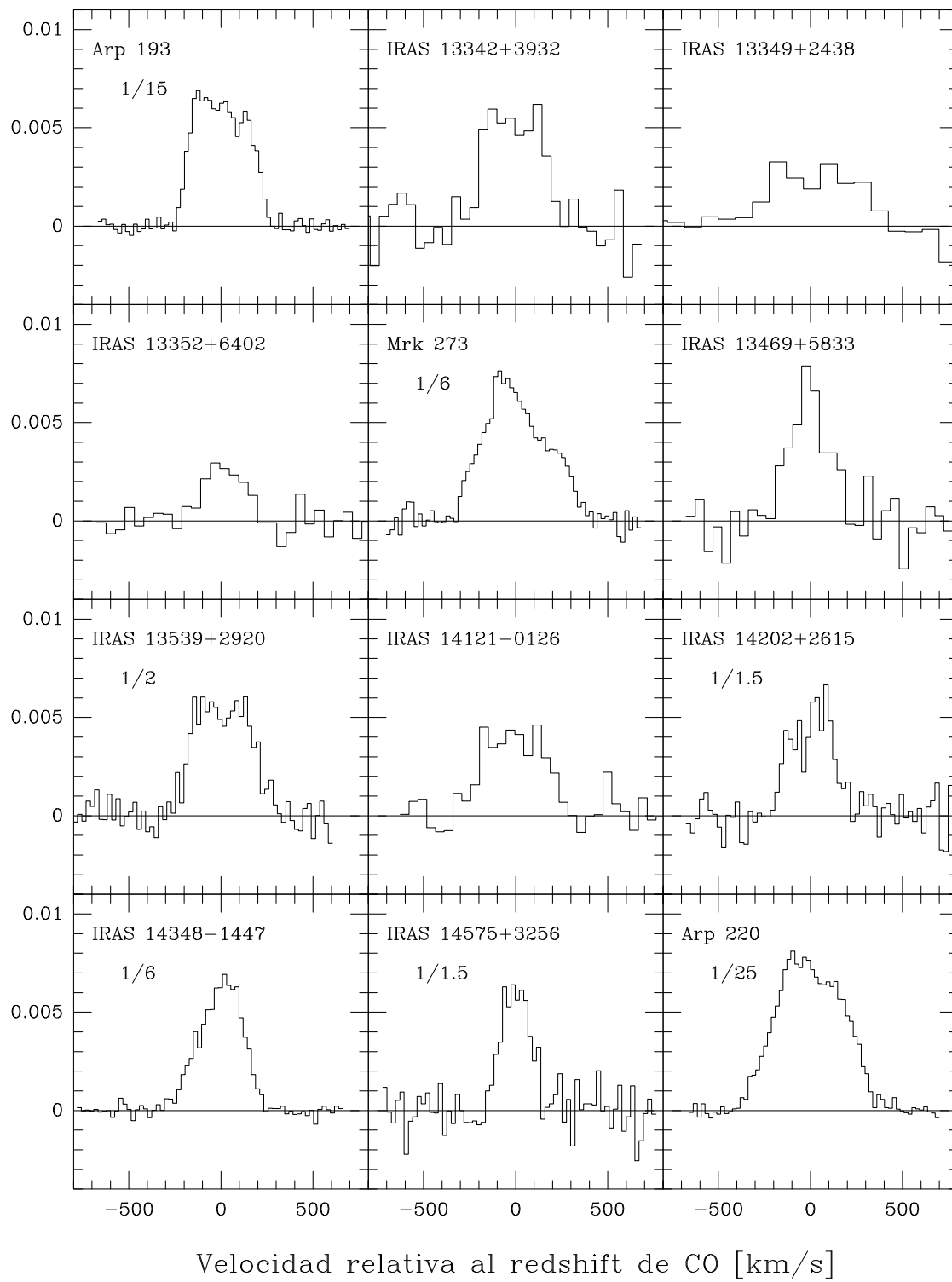


Figura 5.3: Continuación.

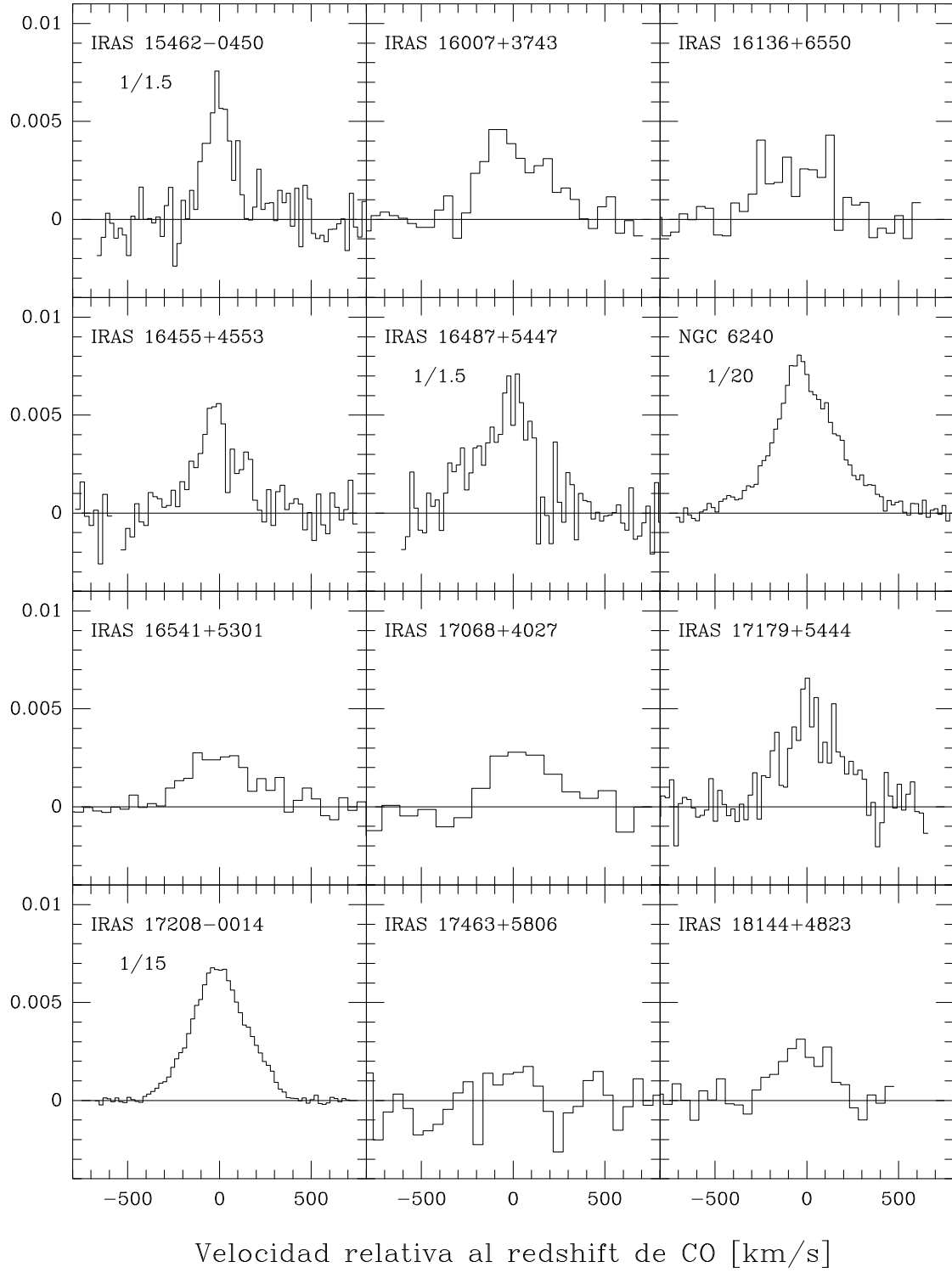


Figura 5.3: Continuación.

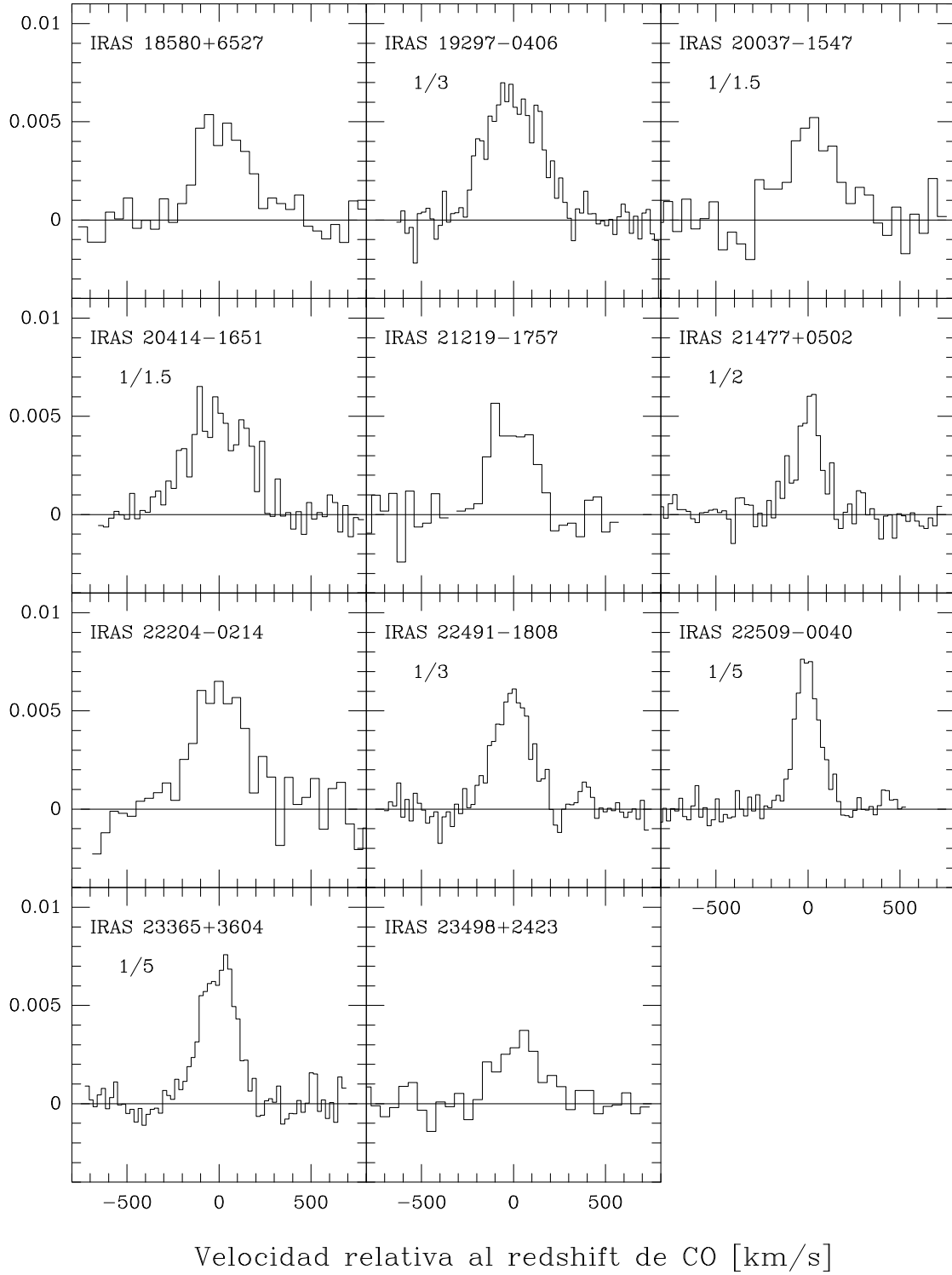


Figura 5.3: Continuación.

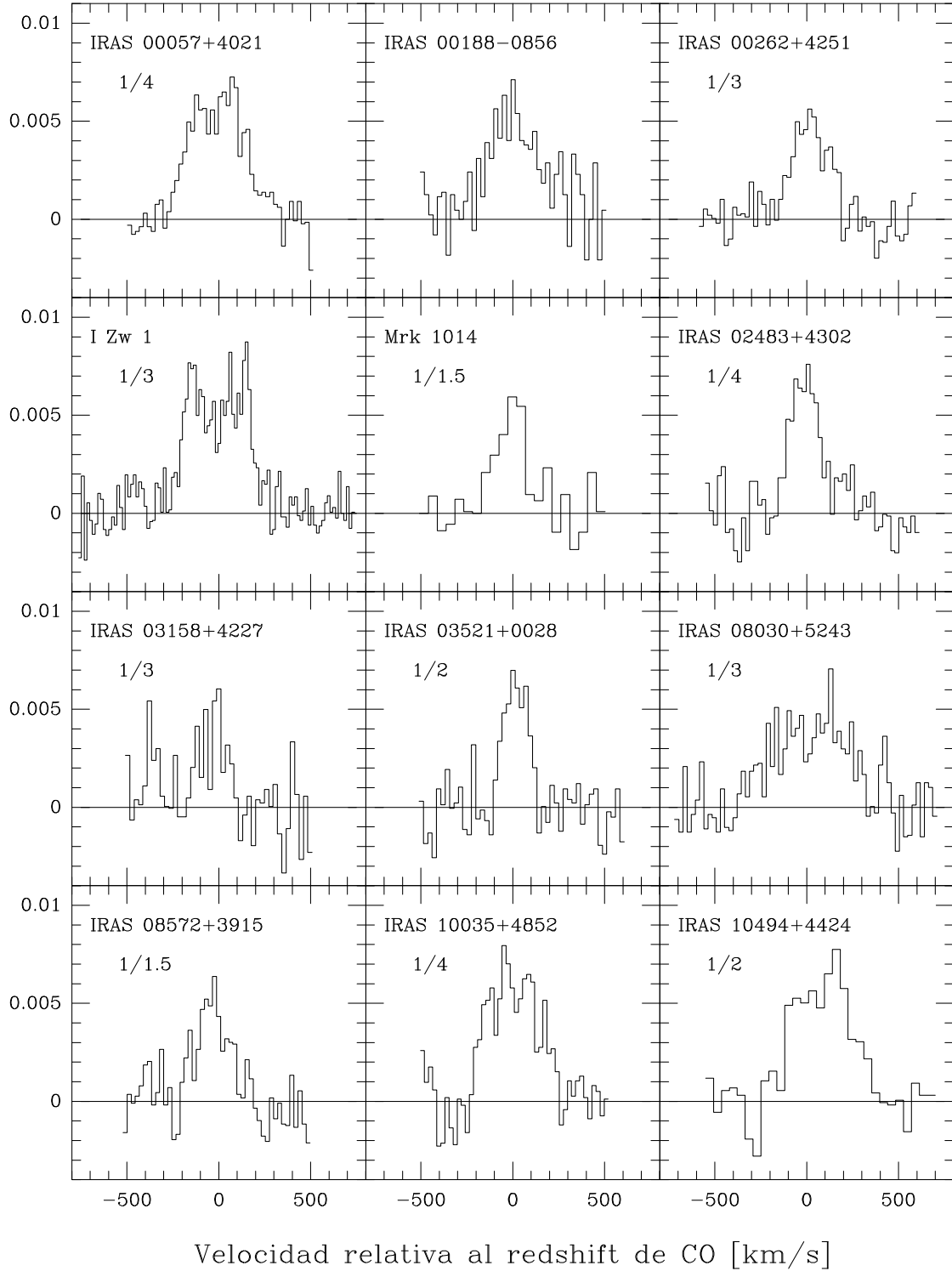


Figura 5.4: Perfiles de la línea CO(1-0) de la muestra de Solomon et al. (1997). La escala vertical son K en temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$ .  $1\text{ K} = 4.95\text{ Jy}$  para el radiotelescopio de 30 metros de IRAM. Con el fin de mantener la misma escala para todas las galaxias, la intensidad de algunos de los perfiles se ha multiplicado por los factores indicados en la figura.

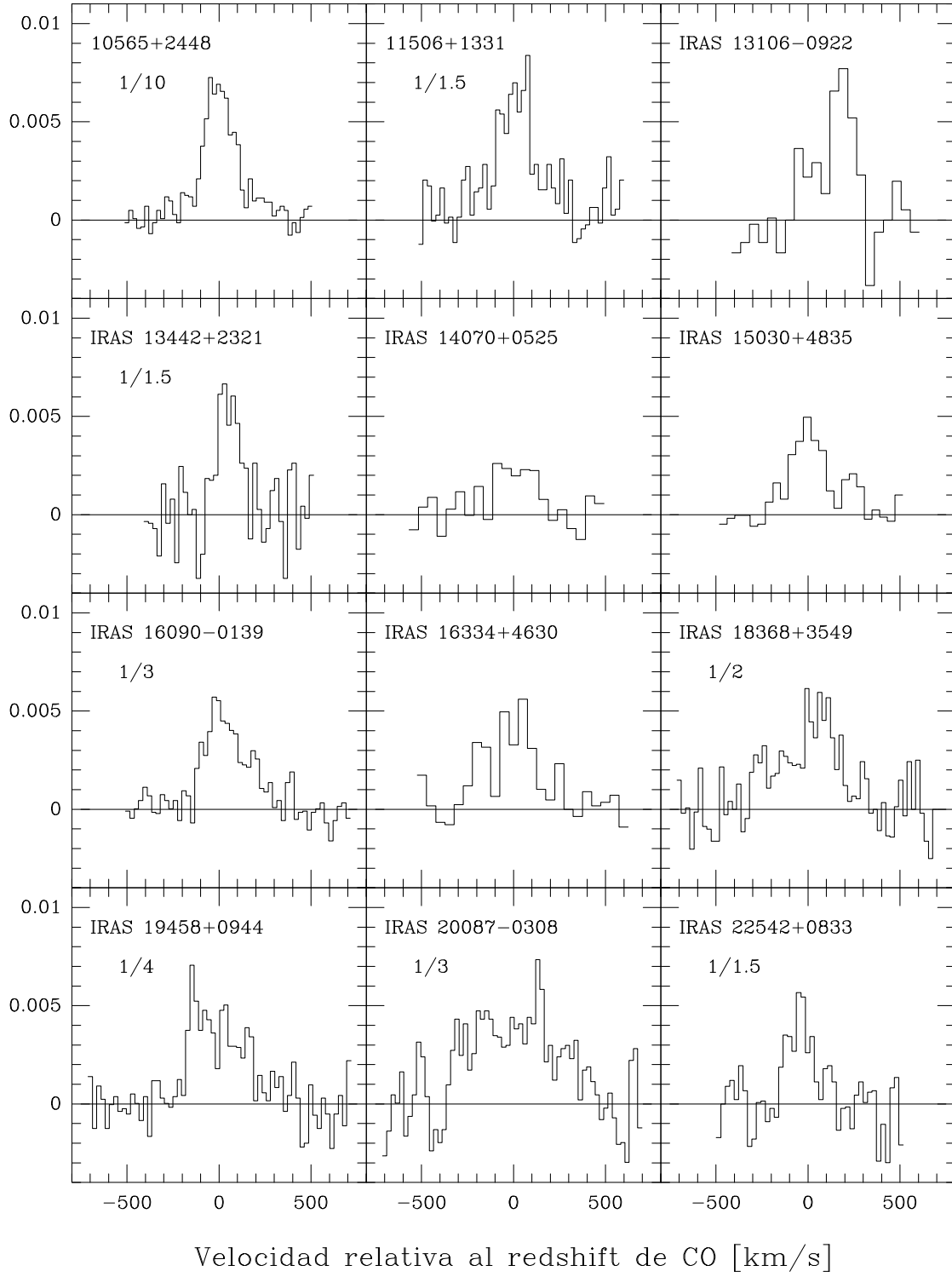


Figura 5.4: Continuación.

A partir de las líneas CO(1–0) se midieron y calcularon una serie de magnitudes relacionadas con la abundancia, distribución y cinemática del gas molecular, tales como la intensidad integrada del perfil, las anchuras a intensidad cero y a media altura, o la anchura determinada por el ajuste gaussiano de la línea. Sus valores junto con los de otras magnitudes derivadas a partir de ellos se resumen en la tabla 5.3.

En general, los flujos de CO obtenidos tras nuestro análisis de las líneas de la muestra de Solomon et al. (1997) se asemejan en gran medida a los dados por ellos en la tabla 1 de su artículo, siendo las diferencias en la mayoría de los casos menores del 10 %. Estas diferencias pueden atribuirse a la dificultad existente a la hora de establecer tanto la extensión en velocidades de la línea CO(1–0) como la forma y ajuste de la línea de base. Sólo en el caso de IRAS 04232+1436 encontramos una diferencia entre los flujos lo suficientemente importante como para pensar que o bien su perfil de CO(1–0) se encuentra en una escala de temperatura distinta a la que Solomon et al. (1997) mencionan, o bien que el valor del flujo de CO que dan en su tabla es incorrecto. Ante la imposibilidad de conocer el verdadero origen de dicha discrepancia, decidimos eliminar a esta galaxia de la muestra final.

Varias de las galaxias de la muestra de Solomon et al. (1997) fueron reobservadas con el fin de comprobar que no estábamos introduciendo ningún tipo error sistemático al incorporar sus galaxias a la muestra total. Las diferencias encontradas entre nuestros flujos de CO y los obtenidos por Solomon et al. (1997) no son muy grandes (en general menores del 20 %), por lo que podemos estar seguros de que los flujos de una y otra muestra son comparables y descartar la presencia de errores sistemáticos que podrían afectar a los resultados de las correlaciones estudiadas en la sección 5.3.

---

#### **Explicación de la tabla 5.3:**

- Columna 1. Nombre de la galaxia. Sólo en dos ocasiones (IRAS 12202+1646 y IRAS 13156+0435) los núcleos de las galaxias en interacción se encontraban a la suficiente distancia angular como para poder ser observados por separado con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM (FWHM  $\sim 22''$  a 110 GHz). En esos casos, a cada una de las galaxias le corresponde un perfil de CO, que indicamos por A y B.
- Columna 2. Fecha en la que se realizó la observación. MAY 97 = mayo de 1997, JUL 00 = julio de 2000, NOV 00 = noviembre de 2000, ABR 02

= abril de 2002, AGO 02 = agosto de 2002, NOV 04 = noviembre de 2004, AGO 05 = agosto de 2005, ABR 06 = abril de 2006 y JUN 06 = junio de 2006. Algunas galaxias se observaron más de una vez, en periodos distintos. Esto se indica con los códigos 97+02, 00+00, 02+02 y 05+06, que significan, respectivamente, mayo de 1997 y agosto de 2002, julio y noviembre de 2000, abril y agosto de 2002, y diciembre de 2005 y junio de 2006.

- Columna 3. Tipo de detección. D = detectada, T = tentativa y N = no detectada. Para realizar esta clasificación nos basamos en los valores de las señales a ruido de las líneas a unas resoluciones de 25, 50 y 100 km s<sup>-1</sup>, aproximadamente.
- Columna 4. Desplazamiento al rojo,  $z_{\text{obs}}$ , al que se sintonizaron los receptores. El gran problema de estos desplazamientos al rojo es que en la mayoría de los casos se basan en líneas ópticas de emisión, que suelen ser muy anchas y pueden verse afectadas por la presencia de vientos a gran escala en el medio interestelar, por lo que sus velocidades no siempre coinciden con la velocidad de la galaxia. De hecho, en varias ocasiones hubo que resintonizar los receptores al observarse que la línea de CO, pese a detectarse, no entraba completamente dentro del banco de filtros.
- Columna 5. Desplazamiento al rojo de la galaxia determinado a partir de la línea CO(1-0). Para su cálculo se empleó la siguiente ecuación:

$$z_{\text{CO}} = \frac{z_{\text{obs}} + 1}{1 - V_{\text{cdg}}/c} - 1 \quad (5.2)$$

donde  $V_{\text{cdg}}$  es la velocidad del centroide respecto a  $z_{\text{obs}}$  y  $c$  es la velocidad de la luz.

- Columna 6. Distancia luminosidad de la galaxia. La distancia luminosidad,  $D_L$ , se relaciona con el desplazamiento al rojo de la galaxia,  $z$ , mediante la siguiente ecuación:

$$D_L = c H_0^{-1} q_0^{-2} \{z q_0 + (q_0 - 1)[\sqrt{2 q_0 z + 1} - 1]\} \quad (5.3)$$

Con el fin de facilitar la comparación de nuestros resultados con los de publicaciones anteriores, a lo largo de todo este capítulo se ha supuesto que  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  y  $q_0 = 0.5$ . Para las galaxias detectadas o ten-

tativas se ha empleado el desplazamiento al rojo  $z_{\text{CO}}$  determinado con el perfil de la línea CO(1–0), mientras que para las galaxias no detectadas se ha utilizado  $z_{\text{obs}}$ .

- Columna 7. Velocidad del centroide de la línea CO(1–0) respecto a la frecuencia de sintonización de los receptores. Como ya se mencionó para la columna 4, la incertidumbre en los desplazamientos al rojo determinados en base a líneas ópticas de emisión puede llegar a ser muy elevada. Por ejemplo, IRAS 13144+2356 se detectó a  $711 \text{ km s}^{-1}$  de la velocidad esperada. Los bancos de filtros del radiotelescopio de 30 metros de IRAM tienen una anchura de banda de 512 MHz, lo que corresponde a unos  $1300 - 1800 \text{ km s}^{-1}$  para el rango de desplazamientos al rojo de nuestra muestra. Esto tiene consecuencias directas sobre las no detecciones, ya que no se puede asegurar que las cotas superiores a la intensidad de la línea CO(1–0) dadas en la columna 11 sean correctas en todos los casos. Podría suceder que pese a contener estas galaxias una cantidad de gas molecular lo suficientemente elevada como para ser detectada con el tiempo de integración empleado en su observación, éstas no hayan sido detectadas por estar  $z_{\text{obs}}$  mal determinado y caer la línea de CO fuera del banco de filtros del radiotelescopio.
- Columna 8. Anchura a intensidad cero del perfil, determinada a una resolución de unos  $25 \text{ km s}^{-1}$ .
- Columna 9. Anchura a media altura del perfil, determinada a una resolución de unos  $25 \text{ km s}^{-1}$ .
- Columna 10. Anchura a media altura del ajuste gaussiano, determinada a una resolución de unos  $25 \text{ km s}^{-1}$ . En general coincide bastante bien con la anchura a media altura de la columna 9, exceptuando los casos en los que el perfil no tiene forma gaussiana y es más bien plano o irregular.
- Columna 11. Intensidad integrada en velocidades del perfil en la escala de temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$ . Para las no detecciones se ha calculado una cota superior igual a:

$$I_{\text{CO}(1-0)} < 3 \sigma_{25} \frac{\Delta V_{\text{CO}}}{\sqrt{N_{\text{CO}}}} \sqrt{\frac{N}{N - N_{\text{CO}}}} \quad (5.4)$$

donde  $\sigma_{25}$  es el ruido (*rms*) alcanzado a una resolución de unos  $25 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Delta V_{\text{CO}}$  es la anchura a intensidad cero de la línea, que se ha supuesto igual



a  $515 \text{ km s}^{-1}$  (promedio de las anchuras a intensidad cero de la muestra total),  $N_{\text{CO}}$  es el número de canales que ocuparía la línea a dicha resolución en el banco de filtros y  $N$  es el número total de canales. Esta ecuación proviene de suponer una detección  $3\sigma$  a la resolución óptima, que es precisamente aquella en la que toda la línea cae en un sólo canal igual a su anchura total.

Para el rango de frecuencias de las observaciones, la eficiencia del haz principal,  $B_{\text{eff}}$ , y la eficiencia delantera,  $F_{\text{eff}}$ , del radiotelescopio de 30 metros de IRAM son, respectivamente, 0.75 y 0.95 (IRAM Newsletter No. 47, Feb. 2001). A partir de estos parámetros puede relacionarse la escala de temperatura de antena,  $T_a^*$ , con la escala de temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$ , mediante la siguiente ecuación:

$$T_{\text{mb}} = \frac{F_{\text{eff}}}{B_{\text{eff}}} T_a^* \quad (5.5)$$

A su vez, para este radiotelescopio la escala de temperatura de brillo del haz principal,  $T_{\text{mb}}$ , se relaciona con la densidad de flujo en Jy de la emisión de CO a través de la equivalencia  $1 \text{ K} = 4.95 \text{ Jy}$ .

- Columna 12. Resolución con la que se han representado los perfiles de CO en las figuras 5.3 y 5.4. Para la muestra de Solomon et al. (1997), esta columna se corresponde con la resolución a la que nosotros habríamos representado sus perfiles, si bien al final estos se muestran en la figura 5.4 con la resolución de la figura 2 del citado artículo.
- Columna 13. Sensibilidad ( $rms$ ) a la resolución de la columna 12.
- Columna 14. Razón señal a ruido de la observación a la resolución de la columna 12.
- Columna 15. Razón señal a ruido teórica calculada suponiendo una resolución igual a la anchura total de la línea,  $\Delta V_f$ . Esta es la máxima señal a ruido alcanzable para un tiempo de observación dado, por lo que en principio siempre debe ser mayor que la señal a ruido de la columna 14.
- Columna 16. Luminosidad de la línea CO(1–0) de la galaxia en unidades  $L' = \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ . Para su cálculo se ha empleado la siguiente ecuación (ver Solomon et al. 1997):

$$L'_{\text{CO}(1-0)} = 23.5 \Omega_b D_L^2 I_{\text{CO}(1-0)} (1+z)^{-3} \quad (5.6)$$

donde  $D_L$  es la distancia luminosidad expresada en Mpc,  $I_{\text{CO}(1-0)}$  es la intensidad integrada de la línea de CO en  $\text{K km s}^{-1}$  y  $\Omega_b$  es el ángulo sólido del haz principal del radiotelescopio a la frecuencia de observación en  $\text{arcsec}^2$ . Para el radiotelescopio de 30 metros de IRAM se cumple aproximadamente que:

$$\Omega_b(\text{arcsec}^2) = 1.133 \left( \frac{2460}{\nu} \right)^2 \quad (5.7)$$

siendo  $\nu$  la frecuencia de observación expresada en GHz. Para las observaciones de mayo de 1997 fue necesario sustituir el coeficiente 2460 por 2400.

- Columna 17. Masa total de gas molecular de la galaxia y su incertidumbre ( $1\sigma$ ), estimadas a partir de la luminosidad de la línea CO(1–0) suponiendo un factor de conversión  $X_{\text{CO}} = 0.8 M_{\odot} L'^{-1}$  (ver una extensa discusión en la sección 3.2.1).
-

Nombre	Fecha obs.	Tipo det.	$z_{\text{obs}}$	$z_{\text{CO}}$	$D_L$ Mpc	$V_{\text{edg}}$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_f$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_m$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_G$ $\text{km s}^{-1}$	$I_{\text{CO}(1-0)}$ $\text{K km s}^{-1}$	Canal $\text{km s}^{-1}$	$\sigma$ mK	$S/N$	$S/N_T$	$L'_{\text{CO}(1-0)}$ $10^9 L'$	$M_{\text{H}_2}$ $10^9 M_\odot$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
IRAS 00091 – 0738	MAY 97	T	0.11801	0.11829	486	75	348	231	247	0.92	93	1.1	4.6	4.1	2.24	$1.79 \pm 0.44$
IRAS 00207 + 1029	ABR 02	T	0.23047	0.23095	971	115	333	229	232	0.64	102	0.6	3.3	5.3	5.96	$4.76 \pm 0.90$
IRAS 00397 – 1312	MAY 97	T	0.26101	0.26162	1106	145	602	444	458	1.47	105	0.7	4.7	5.5	16.50	$13.20 \pm 2.40$
IRAS 01003 – 2238	AGO 02	D	0.11770	0.11796	485	70	323	209	180	1.21	47	1.0	6.0	8.3	3.07	$2.46 \pm 0.30$
IRAS 01166 – 0844	97 + 02	D	0.11821	0.11746	483	-200	510	394	db	1.58	23	0.8	6.1	14.5	4.00	$3.20 \pm 0.22$
IRAS 01298 – 0744	AGO 02	D	0.13618	0.13607	561	-28	472	284	206	0.92	47	0.8	6.0	7.6	3.09	$2.47 \pm 0.33$
IRAS 01355 – 1814	AGO 02	T	0.19200	0.19156	799	-112	447	370	327	0.84	99	0.7	3.2	5.1	5.43	$4.34 \pm 0.85$
IRAS 02054 + 0835	AGO 02	T	0.34500	0.34492	1481	-18	530	362	376	0.49	112	0.3	3.6	5.2	9.65	$7.72 \pm 1.48$
IRAS 02065 + 4705	AGO 02	D	0.13274	0.13186	543	-234	283	189	157	2.20	24	1.6	7.5	15.1	6.97	$5.57 \pm 0.37$
IRAS 04413 + 2608	ABR 02	D	0.17120	0.17400	723	716	462	365	365	1.80	49	1.2	4.4	7.0	9.74	$7.79 \pm 1.11$
VII Zw 31	JUN 06	D	0.05429	0.05429	220	1	372	222	195	18.24	22	3.3	24.6	52.3	10.15	$8.12 \pm 0.16$
IRAS 06268 + 3509	AGO 02	D	0.16980	0.16967	705	-31	438	292	259	1.22	49	0.7	5.9	11.9	6.28	$5.02 \pm 0.42$
IRAS 06487 + 2208	MAY 97	D	0.14371	0.14347	593	-62	381	260	260	1.12	48	1.0	3.7	7.0	3.97	$3.18 \pm 0.45$
IRAS 06561 + 1902	02 + 02	N	0.18820		797					< 0.50	49	1.0			< 3.23	< 2.58
IRAS 07246 + 6125	AGO 02	N	0.13720		566					< 0.41	47	0.7			< 1.40	< 1.12
IRAS 07381 + 3215	AGO 02	D	0.17030	0.17057	709	69	549	427	411	1.29	30	0.7	4.6	13.0	6.73	$5.38 \pm 0.41$
IRAS 08344 + 5105	ABR 02	D	0.09683	0.09680	396	-7	456	296	284	2.16	23	1.2	5.3	14.4	3.74	$2.99 \pm 0.21$
IRAS 08509 – 1504	MAY 97	N	0.13551		559					< 0.72	47	1.1			< 2.29	< 1.83
IRAS 09039 + 0503	MAY 97	D	0.12501	0.12519	515	48	492	302	292	3.11	23	1.7	5.2	13.8	8.46	$6.77 \pm 0.49$
IRAS 09116 + 0334	AGO 02	D	0.14600	0.14543	601	-149	572	404	414	1.52	48	0.8	4.6	8.8	5.80	$4.64 \pm 0.53$
IRAS 09320 + 6134	JUN 06	D	0.03931	0.03934	159	10	736	585	510	16.31	22	3.8	7.5	23.3	4.80	$3.84 \pm 0.16$
IRAS 10026 + 4347	AGO 02	N	0.17820		741					< 0.70	49	1.2			< 3.95	< 3.16
IRAS 10190 + 1322	JUN 06	D	0.07656	0.07648	311	-22	674	425	406	8.64	22	2.3	9.2	22.6	9.44	$7.55 \pm 0.33$
IRAS 10558 + 3845	JUL 00	D	0.20660	0.20794	870	332	526	325	304	1.00	50	0.5	5.7	8.2	7.57	$6.05 \pm 0.73$

Tabla 5.3: Propiedades del gas molecular de la muestra final de LIRGs y ULIRGs. La línea horizontal separa las galaxias observadas por nosotros en CO(1–0) de las de la muestra de Solomon et al. (1997).

Nombre	Fecha obs.	Tipo det.	$z_{\text{obs}}$	$z_{\text{CO}}$	$D_L$ Mpc	$V_{\text{cig}}$ kms $^{-1}$	$\Delta V_i$ kms $^{-1}$	$\Delta V_m$ kms $^{-1}$	$\Delta V_G$ kms $^{-1}$	$I_{\text{CO}(1-0)}$ K kms $^{-1}$	Canal kms $^{-1}$	$\sigma$ mK	$S/N$	$S/N_c$	$L'_{\text{CO}(1-0)}$ $10^9 L'$	$M_{\text{H}_2}$ $10^9 M_\odot$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
IRAS 11087 + 5351	AGO 02	D	0.14270	0.14291	590	56	473	213	273	1.67	48	1.0	6.1	10.2	6.19	$4.95 \pm 0.49$
IRAS 11095 - 0238	MAY 97	D	0.10657	0.10653	437	-11	438	252	254	2.07	23	1.4	5.2	11.9	4.11	$3.29 \pm 0.28$
IRAS 11119 + 3257	ABR 02	D	0.18900	0.18989	792	224	271	198	165	0.72	25	0.8	5.0	10.0	4.61	$3.69 \pm 0.37$
IRAS 12071 - 0444	MAY 97	D	0.12879	0.12879	530	2	471	328	274	1.77	23	1.5	4.0	9.3	5.08	$4.06 \pm 0.44$
IRAS 12112 + 0305	ABR 02	D	0.07300	0.07291	297	-26	602	334	322	9.97	22	1.5	19.3	42.4	9.91	$7.93 \pm 0.19$
IRAS 12202 + 1646 A	AGO 02	N	0.18100		754					< 0.45	49	0.8			< 2.65	< 2.12
IRAS 12202 + 1646 B	AGO 02	N	0.18100		754					< 0.56	49	1.0			< 3.28	< 2.62
IRAS 12450 + 3401	NOV 04	T	0.15884	0.15837	656	-121	746	508	479	1.23	96	0.3	6.0	7.5	5.55	$4.44 \pm 0.59$
Mrk 231	05+06	D	0.04220	0.04221	170	5	413	215	199	13.03	22	2.2	26.9	53.2	4.41	$3.53 \pm 0.07$
IRAS 13144 + 2356	ABR 02	D	0.13800	0.13531	558	-711	377	307	278	0.71	47	0.6	4.6	7.7	2.37	$1.89 \pm 0.25$
IRAS 13156 + 0435 A	AGO 02	D	0.11330	0.11308	464	-59	556	485	476	3.18	46	1.4	5.0	12.4	7.46	$5.97 \pm 0.49$
IRAS 13156 + 0435 B	AGO 02	D	0.11330	0.11302	464	-75	578	485	454	3.35	23	1.4	5.5	16.7	7.86	$6.29 \pm 0.38$
Arp 193	NOV 04	D	0.02335	0.02330	94	-15	533	404	342	36.27	21	3.9	24.3	68.6	3.77	$3.02 \pm 0.04$
IRAS 13342 + 3932	AGO 02	D	0.17931	0.17971	748	102	465	367	353	2.14	49	1.2	4.5	10.6	12.29	$9.83 \pm 0.93$
IRAS 13349 + 2438	JUL 00	T	0.10764	0.10846	445	223	647	529	551	1.54	92	0.6	4.2	7.7	3.33	$2.66 \pm 0.35$
IRAS 13352 + 6402	NOV 00	D	0.23660	0.23599	993	-148	512	249	248	0.81	51	0.6	4.6	6.9	7.85	$6.28 \pm 0.91$
Mrk 273	ABR 06	D	0.03776	0.03780	152	11	832	476	413	17.30	22	3.1	13.2	26.0	4.70	$3.76 \pm 0.14$
IRAS 13469 + 5833	AGO 02	D	0.15778	0.15740	652	-97	408	239	240	1.76	48	1.1	6.5	9.3	7.85	$6.28 \pm 0.67$
IRAS 13539 + 2920	ABR 02	D	0.10845	0.10885	446	109	553	391	356	4.45	23	1.3	8.4	24.1	9.69	$7.75 \pm 0.32$
IRAS 14121 - 0126	AGO 02	D	0.15100	0.15046	623	-140	645	358	378	1.84	48	0.8	5.4	9.0	7.50	$6.00 \pm 0.66$
IRAS 14202 + 2615	AGO 02	D	0.15900	0.15863	657	-97	431	289	277	2.24	24	1.3	5.8	14.4	10.12	$8.10 \pm 0.56$
IRAS 14348 - 1447	ABR 02	D	0.08231	0.08253	336	59	539	315	274	11.46	23	1.4	28.6	60.3	14.53	$11.62 \pm 0.19$
IRAS 14575 + 3256	ABR 02	D	0.11384	0.11376	467	-21	300	182	181	1.85	23	1.4	6.1	13.9	4.40	$3.52 \pm 0.25$
Arp 220	JUN 06	D	0.01818	0.01811	73	-21	825	486	432	88.45	21	5.8	32.0	72.1	5.57	$4.46 \pm 0.06$
IRAS 15462 - 0450	ABR 02	D	0.10057	0.10033	411	-66	297	205	170	1.66	23	1.6	5.9	11.4	3.08	$2.46 \pm 0.22$

Tabla 5.3: Continuación.

Nombre	Fecha obs.	Tipo det.	$z_{\text{obs}}$	$z_{\text{co}}$	$D_L$ Mpc	$V_{\text{edg}}$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_i$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_m$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_G$ $\text{km s}^{-1}$	$I_{\text{CO}(1-0)}$ $\text{K km s}^{-1}$	Canal $\text{km s}^{-1}$	$\sigma$ mK	$S/N$	$S/N_r$	$L'_{\text{CO}(1-0)}$ $10^9 L'$	$M_{\text{H}_2}$ $10^9 M_\odot$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
IRAS 16007+3743	JUL 00	D	0.18483	0.18496	771	34	615	418	400	1.73	49	0.6	6.7	11.7	10.51	$8.40 \pm 0.72$
IRAS 16136+6550	AGO 02	D	0.12900	0.12950	533	132	492	423	452	1.21	47	0.7	5.3	7.1	3.69	$2.95 \pm 0.42$
IRAS 16455+4553	JUL 00	D	0.19060	0.18977	791	-208	597	273	278	1.38	25	1.0	5.2	8.8	8.80	$7.04 \pm 0.80$
IRAS 16487+5447	MAY 97	D	0.10441	0.10395	426	-126	506	343	339	2.83	23	1.8	4.5	11.9	5.36	$4.29 \pm 0.36$
NGC 6240	JUN 06	D	0.02448	0.02459	99	30	1215	406	398	62.74	21	6.7	22.3	19.2	7.26	$5.81 \pm 0.30$
IRAS 16541+5301	00+00	D	0.19360	0.19299	805	-154	648	397	433	1.14	50	0.5	4.7	9.2	7.54	$6.03 \pm 0.66$
IRAS 17068+4027	AGO 02	T	0.17900	0.17911	745	28	392	392	373	1.12	98	0.7	4.2	9.6	6.39	$5.11 \pm 0.53$
IRAS 17179+5444	AGO 02	D	0.14700	0.14740	609	104	573	404	356	1.72	24	0.9	5.7	13.2	6.73	$5.39 \pm 0.41$
IRAS 17208-0014	NOV 04	D	0.04288	0.04282	173	-17	889	349	357	37.59	22	1.9	52.3	84.8	13.08	$10.46 \pm 0.12$
IRAS 17463+5806	NOV 00	N	0.30900		1318					<0.73	54	1.5			<11.81	<9.44
IRAS 18144+4823	NOV 00	D	0.16050	0.16166	670	299	483	316	303	0.91	48	0.6	4.6	8.2	4.27	$3.41 \pm 0.41$
IRAS 18580+6527	NOV 00	D	0.17640	0.17632	733	-19	562	317	322	1.68	49	0.8	6.3	9.0	9.32	$7.45 \pm 0.83$
IRAS 19297-0406	ABR 02	D	0.08573	0.08541	348	-88	540	384	352	6.97	23	2.1	8.6	23.8	9.45	$7.56 \pm 0.32$
IRAS 20037-1547	ABR 02	D	0.19190	0.19206	801	41	569	294	316	2.48	50	1.7	4.4	7.6	16.23	$12.98 \pm 1.71$
IRAS 20414-1651	AGO 02	D	0.08708	0.08685	354	-62	624	424	396	3.10	28	0.9	7.5	20.3	4.35	$3.48 \pm 0.17$
IRAS 21219-1757	ABR 02	D	0.11200	0.11263	462	169	392	302	268	1.37	46	0.9	4.9	8.9	3.20	$2.56 \pm 0.29$
IRAS 21477+0502	AGO 02	D	0.17100	0.17121	711	53	316	121	159	1.95	24	1.1	9.8	17.7	10.22	$8.18 \pm 0.46$
IRAS 22204-0214	NOV 04	D	0.13946	0.13844	571	-269	546	309	339	2.11	47	1.1	5.3	9.5	7.34	$5.87 \pm 0.62$
IRAS 22491-1808	AGO 02	D	0.07776	0.07770	316	-16	403	267	229	4.25	22	1.9	9.0	19.9	4.79	$3.83 \pm 0.19$
IRAS 22509-0040	ABR 02	D	0.05820	0.05866	238	130	373	153	152	6.29	22	2.5	14.8	23.9	4.08	$3.26 \pm 0.14$
IRAS 23365+3604	AGO 05	D	0.06438	0.06445	262	19	664	244	225	8.55	22	3.5	9.8	14.8	6.67	$5.33 \pm 0.36$
IRAS 23498+2423	AGO 02	D	0.21200	0.21228	889	68	504	276	278	0.96	50	0.6	6.1	8.8	7.62	$6.10 \pm 0.69$
IRAS 00057+4021		D		0.04466	180		624	388	359	9.90	21	3.4	6.3	18.5	3.74	$3.00 \pm 0.16$
IRAS 00188-0856		D		0.12852	529		495	282	283	2.20	24	1.5	3.2	10.8	6.62	$5.30 \pm 0.49$
IRAS 00262+4251		D		0.09724	398		341	250	228	3.50	23	2.6	5.7	13.2	6.12	$4.90 \pm 0.37$

Tabla 5.3: Continuación.

Nombre	Fecha obs.	Tipo det.	$z_{\text{obs}}$	$z_{\text{CO}}$	$D_L$ Mpc	$V_{\text{cog}}$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_r$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_m$ $\text{km s}^{-1}$	$\Delta V_G$ $\text{km s}^{-1}$	$I_{\text{CO}(1-0)}$ $\text{K km s}^{-1}$	Canal $\text{km s}^{-1}$	$\sigma$ mK	$S/N$	$S/N_r$	$L'_{\text{CO}(1-0)}$ $10^9 L'$	$M_{\text{H}_2}$ $10^9 M_\odot$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)	(15)	(16)	(17)
IZw 1		D		0.06114	248		536	385	398	7.00	30	2.3	8.3	20.5	4.92	$3.94 \pm 0.19$
Mrk 1014		D		0.16327	677		386	193	186	1.80	48	1.5	5.4	7.6	8.61	$6.89 \pm 0.90$
IRAS 02483+4302		D		0.05143	208		418	198	195	5.70	22	4.7	5.8	10.6	2.85	$2.28 \pm 0.21$
IRAS 03158+4227		T		0.13441	554		283	189	157	2.10	47	4.3	2.8	4.2	6.90	$5.52 \pm 1.32$
IRAS 03521+0028		D		0.15187	629		240	192	148	2.20	24	2.5	4.9	10.9	9.15	$7.32 \pm 0.67$
IRAS 08030+5243		D		0.08349	340		702	477	483	6.70	45	2.7	4.4	9.6	8.69	$6.95 \pm 0.73$
IRAS 08572+3915		D		0.05821	236		400	220	212	2.00	22	1.9	3.9	9.5	1.28	$1.02 \pm 0.11$
IRAS 10035+4852		D		0.06480	263		488	309	311	8.80	22	5.0	4.6	13.6	6.94	$5.55 \pm 0.41$
IRAS 10494+4424		D		0.09231	377		645	345	356	5.10	43	2.2	5.7	10.1	8.05	$6.44 \pm 0.64$
IRAS 10565+2448		D		0.04311	174		499	218	189	15.70	22	5.2	12.2	23.4	5.53	$4.43 \pm 0.19$
IRAS 11506+1331		D		0.12728	524		442	184	205	2.50	46	1.4	6.1	11.1	7.39	$5.91 \pm 0.53$
IRAS 13106-0922		D		0.17442	725		389	146	162	1.70	48	1.2	5.5	8.7	9.23	$7.39 \pm 0.85$
IRAS 13442+2321		D		0.14217	587		237	141	134	1.40	47	1.6	4.9	6.8	5.13	$4.10 \pm 0.60$
IRAS 14070+0525		T		0.26559	1124		304	253	245	0.80	50	0.8	2.5	7.3	9.69	$7.75 \pm 1.06$
IRAS 15030+4835		D		0.21648	908		539	207	247	1.50	41	0.4	9.5	18.3	12.32	$9.86 \pm 0.54$
IRAS 16090-0139		D		0.13357	551		422	306	260	3.70	23	2.1	7.2	15.1	12.00	$9.60 \pm 0.64$
IRAS 16334+4630		D		0.19097	797		547	350	321	1.50	50	0.7	5.8	10.2	9.70	$7.76 \pm 0.76$
IRAS 18368+3549		D		0.11625	477		650	348	398	3.40	46	2.0	4.6	8.1	8.42	$6.74 \pm 0.83$
IRAS 19458+0944		D		0.10000	409		805	366	387	6.40	23	4.3	5.1	7.4	11.82	$9.46 \pm 1.28$
IRAS 20087-0308		D		0.10570	433		832	371	580	7.70	46	4.7	3.6	7.1	15.84	$12.68 \pm 1.77$
IRAS 22542+0833		D		0.16595	689		315	171	168	1.20	24	1.9	4.2	6.4	5.92	$4.74 \pm 0.74$

Tabla 5.3: Continuación.

Nuestra muestra [ $N = 69$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$z_{\text{CO}}$	...	0.137	0.345	0.018	0.064
$D_L$	Mpc	570	1481	73	273
$\Delta V_f$	$\text{km s}^{-1}$	522	1215	271	164
$\Delta V_m$	$\text{km s}^{-1}$	322	585	121	94
$\Delta V_G$	$\text{km s}^{-1}$	306	510	152	90
$L'_{\text{CO}(1-0)}$	$10^9 L'$	6.99	16.50	2.24	3.31
$M_{\text{H}_2}$	$10^9 M_\odot$	5.59	13.20	1.79	2.65

La muestra de Solomon et al. (1997) [ $N = 24$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$z_{\text{CO}}$	...	0.121	0.266	0.043	0.057
$D_L$	Mpc	502	1124	174	241
$\Delta V_f$	$\text{km s}^{-1}$	498	832	237	163
$\Delta V_m$	$\text{km s}^{-1}$	275	477	141	94
$\Delta V_G$	$\text{km s}^{-1}$	282	580	134	117
$L'_{\text{CO}(1-0)}$	$10^9 L'$	7.79	15.84	1.28	3.27
$M_{\text{H}_2}$	$10^9 M_\odot$	6.23	12.68	1.02	2.61

La muestra total [ $N = 93$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$z_{\text{CO}}$	...	0.133	0.345	0.018	0.062
$D_L$	Mpc	553	1481	73	265
$\Delta V_f$	$\text{km s}^{-1}$	515	1215	237	163
$\Delta V_m$	$\text{km s}^{-1}$	308	585	121	96
$\Delta V_G$	$\text{km s}^{-1}$	299	580	134	98
$L'_{\text{CO}(1-0)}$	$10^9 L'$	7.21	16.50	1.28	3.30
$M_{\text{H}_2}$	$10^9 M_\odot$	5.77	13.20	1.02	2.64

Tabla 5.4: Valores medios, máximos, mínimos y desviaciones típicas de los principales observables del gas molecular para cada una de las muestras estudiadas.

Finalmente, de las 69 galaxias infrarrojas observadas se detectaron un total de 63, de las cuales 8 son detecciones tentativas. Con estas observaciones se ha aumentado en más de un factor dos el número de galaxias ultraluminosas en el infrarrojo en las que se ha detectado la emisión de la línea CO(1–0). En la tabla 5.4 se han calculado los valores medios, máximos, mínimos y las desviaciones típicas de los principales observables del gas molecular para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra total.

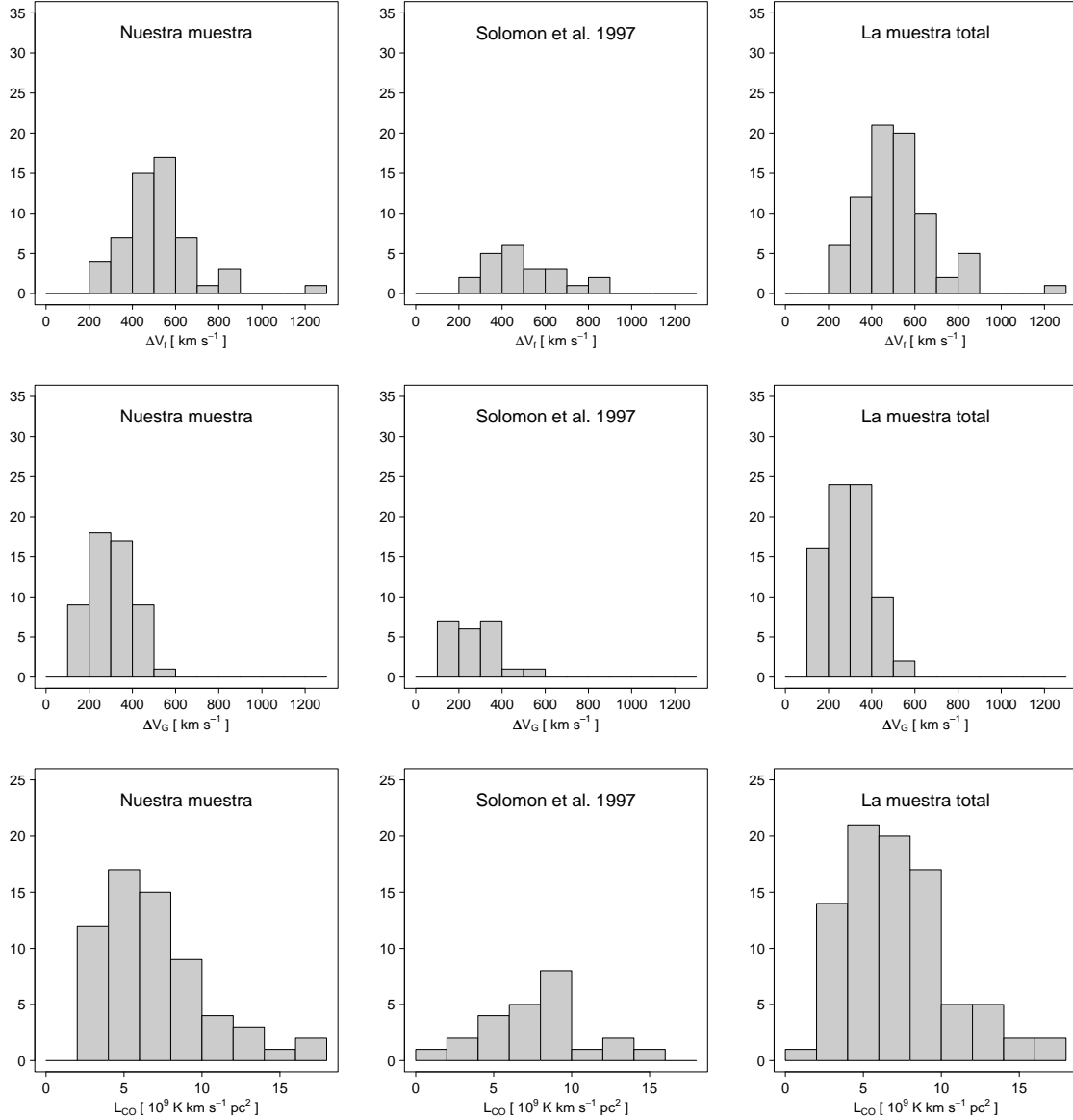


Figura 5.5: Distribuciones de las anchuras a intensidad cero y a media altura, y de la luminosidad de la línea CO(1–0) para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra total.

De la tabla 5.4 y de los histogramas de las figuras 5.5, 5.6 y 5.7 se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- En media nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs se encuentra un 13 % más alejada que la muestra de Solomon et al. (1997). Esto tiene dos explicaciones. Por un lado, casi todas las ULIRGs cercanas ya habían sido observadas en CO, por lo que no hubo más remedio que estudiar otras fuentes más alejadas. Por otro lado, nuestra



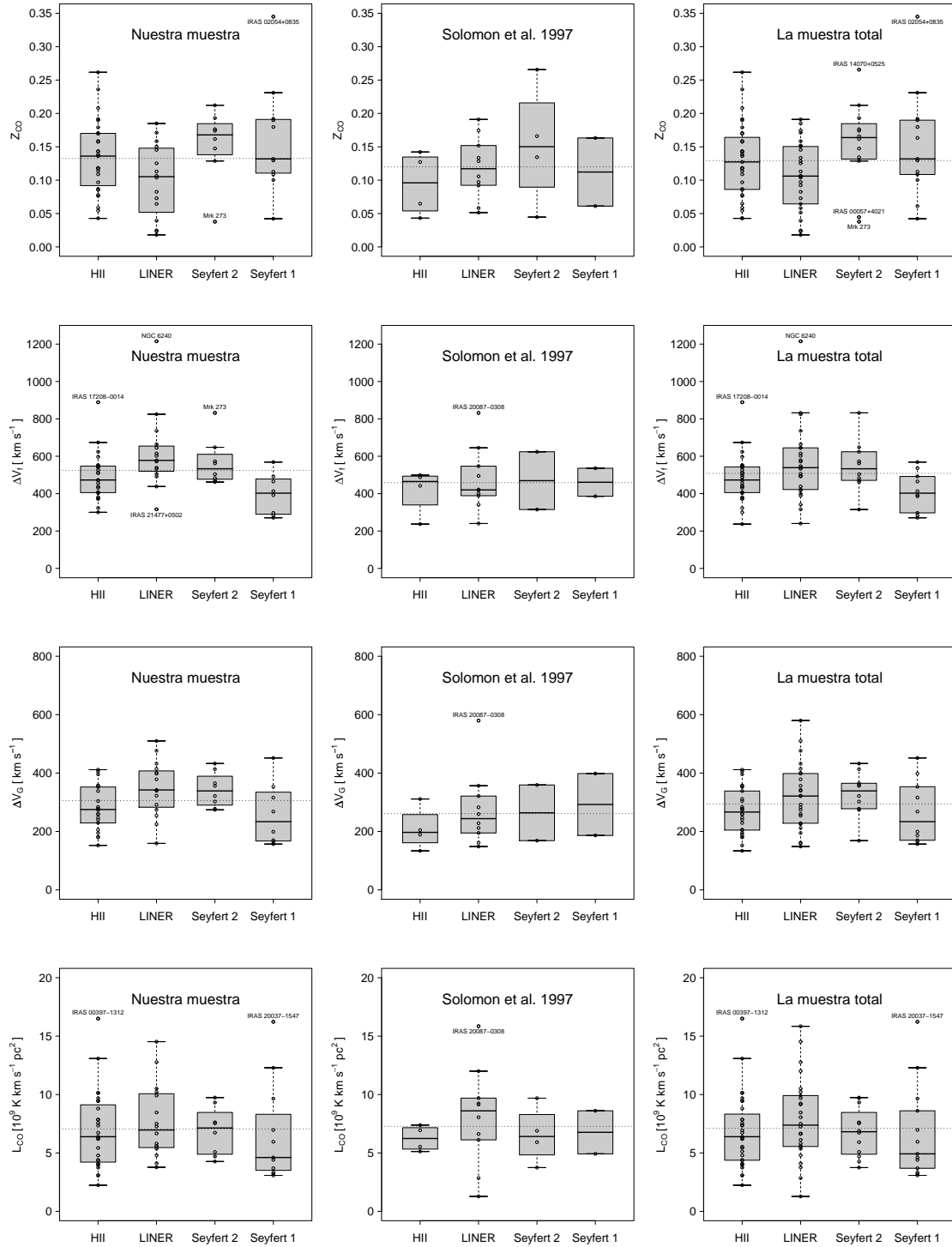


Figura 5.6: Distribuciones en función del tipo de actividad nuclear de los principales observables del gas molecular para cada una de las muestras de galaxias estudiadas. Cada caja está definida por tres líneas que marcan los valores de los cuantiles al 25 %, el 50 % y el 75 % de la población. La línea horizontal de puntos indica el valor medio de la distribución. Se han identificado las galaxias con propiedades significativamente distintas de las del grupo al cual pertenecen.

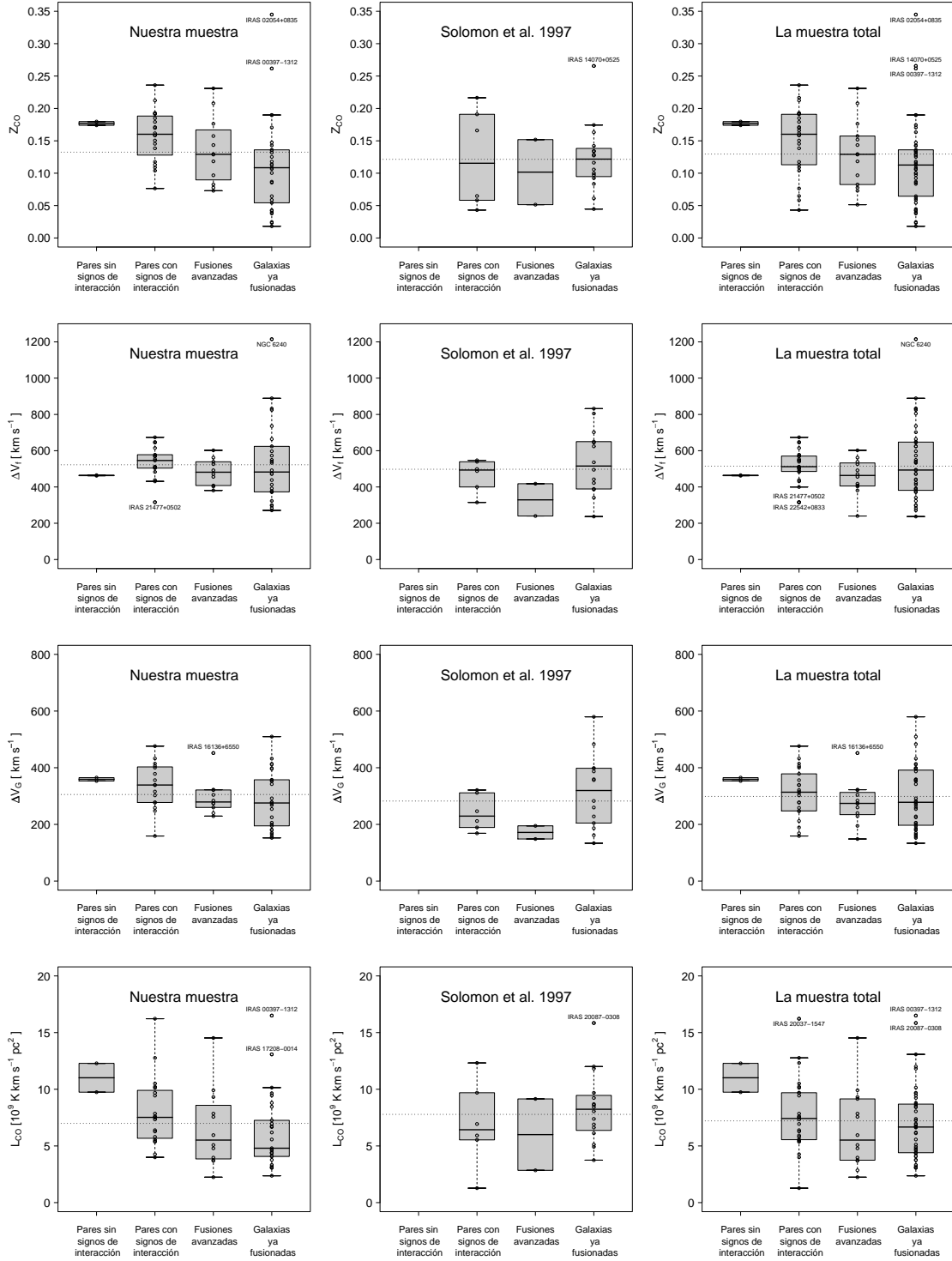


Figura 5.7: Distribuciones en función de la fase de interacción de los principales observables del gas molecular para cada una de las muestras de galaxias estudiadas. Cada caja está definida por tres líneas que marcan los valores de los cuantiles al 25%, el 50% y el 75% de la población. La línea horizontal de puntos indica el valor medio de la distribución. Se han identificado las galaxias con propiedades significativamente distintas de las del grupo al cual pertenecen.

muestra presenta una mayor variedad de tipos de actividad nuclear y de fases de interacción que la muestra de Solomon et al. (1997). En particular, posee un alto porcentaje (32 %) de galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2, las cuales ya hemos visto que son menos abundantes dentro de la familia de las LIRGs y las ULIRGs que las galaxias de los tipos HII y LINER (§ 2.3.2). Esto hace que en general las galaxias Seyfert se encuentren a mayores distancias que el resto de los tipos de actividad nuclear, extendiendo nuestra distribución de  $z_{\text{CO}}$  hacia mayores desplazamientos al rojo. Algo similar sucede con los pares de galaxias con o sin signos de interacción (36 %), que no son tan abundantes como el resto de las fases de interacción (§ 2.2.1). En resumen, al imponer como criterio de selección la homogeneidad de la muestra en cuanto al tipo de actividad nuclear y la fase de interacción, hemos introducido un sesgo en la distribución de  $z_{\text{CO}}$  que de ahora en adelante deberemos tener muy en cuenta, pues puede dar lugar a falsas correlaciones.

- Las galaxias con mayores valores de la anchura a intensidad cero son casi siempre galaxias cercanas (e.g., NGC 6240, Arp 220, IRAS 17208–0014 o Mrk 273), mientras que este efecto no se produce para la anchura a media altura y la anchura determinada por el ajuste gaussiano de la línea. Esto se debe a que, para un mismo valor de  $L'_{\text{CO}(1-0)}$ , la intensidad de la línea CO(1–0) disminuye con el cuadrado de la distancia (ver la ecuación 5.6), reduciéndose generalmente con ella la señal a ruido de la detección. Como consecuencia de esto, es más complicado detectar las colas de emisión de la línea CO(1–0) en las galaxias más alejadas, las cuales se toman en cuenta a la hora de calcular la anchura a intensidad cero del perfil, mientras que su efecto es despreciable para las anchuras a media altura y del ajuste gaussiano. Debido a esto, de ahora en adelante cuando estudiemos la cinemática del gas molecular nos basaremos únicamente en la anchura del ajuste gaussiano del perfil, que está mucho menos sesgada respecto a los efectos de la distancia y la luminosidad de la línea CO(1–0) de la galaxia que la anchura a intensidad cero.
- En contra de lo que tal vez cabría esperar, no existe ninguna correlación apreciable entre la fase de interacción de las galaxias y la anchura del ajuste gaussiano de su perfil de CO. Es difícil extraer conclusiones de este resultado, ya que la forma del perfil depende de una gran variedad de factores. Por ejemplo, depende de la masa dinámica de cada una de las galaxias en interacción, de su cantidad de gas molecular, de la orientación respecto al plano del cielo de los discos de gas molecular, de la velocidad relativa de los núcleos, de la presencia o no de colas de marea, etc. Únicamente mediante el estudio detallado de situaciones particulares o la simula-

ción numérica (e.g., Narayanan et al. 2006, 2008a,c) se pueden obtener resultados concluyentes sobre este tipo de dependencias.

- Parece existir una ligera dependencia entre la luminosidad de la línea CO(1–0) y la fase de interacción de las galaxias. Los pares de galaxias con o sin signos de interacción tienen en media mayores luminosidades de CO,  $\langle L'_{\text{CO}(1-0)} \rangle = 8.0 \times 10^9 L'$ , que el resto de las fases de interacción,  $\langle L'_{\text{CO}(1-0)} \rangle = 6.8 \times 10^9 L'$ , aunque la dispersión es muy grande. Este resultado podría estar indicando que el gas molecular se va consumiendo a medida que avanza la interacción. Gao & Solomon (1999) obtuvieron un resultado parecido en su análisis de las propiedades del gas molecular de una muestra de 31 LIRGs. Estos autores encontraron que la luminosidad de la línea CO(1–0) aumentaba con la separación proyectada de los núcleos de las galaxias en interacción, pero no encontraron ninguna evidencia de tal correlación en una muestra complementaria de 19 ULIRGs. Poco después, Rigopoulou et al. (1999) realizaron un estudio similar en una muestra de 30 ULIRGs, pero tampoco encontraron ningún tipo de correlación entre  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  y la separación nuclear. Nuestro resultado, basado en una muestra mayor de galaxias que los estudios anteriores, es muy tentativo, lo que indica que en el caso de existir una dependencia entre la fase de interacción de las ULIRGs y su masa de gas molecular ésta no es lo suficientemente fuerte como para verse reflejada de forma clara en las observaciones.
- Las galaxias infrarrojas de tipo Seyfert 1 y Seyfert 2 poseen luminosidades de CO parecidas. Este resultado es similar al obtenido en otros estudios de las propiedades del gas molecular en galaxias activas de tipo Seyfert (Maiolino et al. 1997) y es lo que se esperaría de ser cierta la versión más simplificada del actual modelo unificado (Antonucci 1993). Según este modelo, lo único que diferencia a un tipo de actividad nuclear del otro es la inclinación respecto al plano del cielo del toroide central de gas y polvo que rodea al AGN, por lo que cualquier propiedad de las galaxias que no dependa de la inclinación de dicho toroide debe ser similar en las galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2.
- Las anchuras a media altura determinadas a partir del ajuste gaussiano de la línea CO(1–0) son mayores en las galaxias infrarrojas de tipo Seyfert 2,  $\langle \Delta V_G \rangle = 327 \text{ km s}^{-1}$ , que en las galaxias de tipo Seyfert 1,  $\langle \Delta V_G \rangle = 266 \text{ km s}^{-1}$ . Esto nos podría estar indicando que el toroide circunuclear del AGN y el disco de gas molecular trazado por la emisión de la línea CO(1–0) tienen cierto grado de coplanaridad en las galaxias infrarrojas. Este efecto no se ha observado en las galaxias Seyfert locales (Maiolino et al. 1997) y puede ser debido a que en estas galaxias

los discos de gas molecular no se encuentran concentrados en el kpc central como sucede en las ULIRGs (§ 3.2.3). También puede estar sucediendo que muchas de las galaxias infrarrojas de tipo Seyfert 2 sean en realidad galaxias Seyfert 1 mal clasificadas como consecuencia de un efecto de opacidad producido en las líneas ópticas de emisión al atravesar el disco de gas y polvo trazado por la emisión de CO (Maiolino & Rieke 1995; Kinney et al. 2000): a mayor inclinación del disco de gas molecular, mayor anchura de la línea CO(1–0), mayor opacidad a lo largo de la línea de visión y mayor probabilidad de clasificar en el óptico a una galaxia de tipo Seyfert 1 como galaxia Seyfert 2. Hemos de mencionar que tampoco se han encontrado indicios de coplanaridad entre el disco galáctico y el toroide circunuclear del AGN en varias muestras de galaxias Seyfert locales (Nagar & Wilson 1999; Kinney et al. 2000).

- Las galaxias infrarrojas poseen enormes cantidades de gas molecular en su interior. En promedio, y a pesar de que hemos considerado un factor de conversión  $X_{\text{CO}}$  cinco veces menor que el galáctico (§ 3.2.1), su masa total de gas molecular es tres veces mayor que la de la Vía Láctea ( $M_{\text{H}_2} \sim 2 \times 10^9 M_{\odot}$ , Solomon & Rivolo 1989).

### 5.3. Análisis multifrecuencia

Si se pretende continuar avanzando en la comprensión del fenómeno ULIRG, es necesario comparar las propiedades del gas molecular de nuestra muestra de galaxias con sus propiedades en otros rangos del espectro electromagnético. En este apartado comparamos las propiedades del gas molecular con las propiedades radio e infrarrojas de cada una de las muestras estudiadas, diferenciando entre los distintos tipos de actividad nuclear y las diferentes fases de interacción.

#### 5.3.1. Propiedades infrarrojas

A lo largo de los últimos años el número de estudios infrarrojos en muestras de LIRGs y ULIRGs ha aumentado de forma prácticamente exponencial, debido sobre todo a la puesta en órbita de nuevos telescopios espaciales (*HST*, *ISO* y *Spitzer*) capaces de observar en diferentes bandas infrarrojas, y a la construcción de cámaras cada vez más sensibles (MIRLIN, SCUBA y MAMBO, principalmente) con las que observar desde

tierra en las pocas ventanas infrarrojas existentes en nuestra atmósfera. De las cuatro bandas infrarrojas a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  del satélite *IRAS*, se ha pasado a disponer de información de prácticamente todo el rango de longitudes de onda entre 1  $\mu\text{m}$  y 1.3 mm. Además, tanto *ISO* como *Spitzer* fueron equipados con espectrómetros infrarrojos, lo que ha permitido detectar las transiciones de estructura fina de diversos átomos e iones, las bandas de emisión y absorción de numerosas moléculas y partículas de hielo, y las bandas de emisión y absorción de los silicatos y los PAHs (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*). Pese a todos estos avances, el número de galaxias infrarrojas estudiadas con estos telescopios es aún reducido, abarcando únicamente a las fuentes más cercanas y a algunas galaxias alejadas de especial interés (Genzel et al. 1998; Lutz et al. 1999; Soifer et al. 1999; Rigopoulou et al. 1999; Genzel & Cesarsky 2000; Laurent et al. 2000; Soifer et al. 2000; Lisenfeld et al. 2000; Surace et al. 2000; Scoville et al. 2000; Imanishi & Dudley 2000; Dunne et al. 2000; Dunne & Eales 2001; Tran et al. 2001; Soifer et al. 2001; Klaas et al. 2001; Kim et al. 2002; Bushouse et al. 2002; Sturm et al. 2002; Spoon et al. 2002; Armus et al. 2004; Peeters et al. 2004; Yan et al. 2005). Es por eso que en este trabajo hemos decidido incluir únicamente los datos de las observaciones realizadas por el satélite *IRAS*, disponibles para todas las galaxias de nuestra muestra, y hemos preferido dejar para un análisis posterior otras observaciones que, aun siendo más modernas y precisas, por el momento sólo cubren un pequeño porcentaje de nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs.

En la tabla 5.5 se han reunido las propiedades infrarrojas más importantes de nuestra muestra de galaxias y de la muestra de Solomon et al. (1997). A continuación, en la tabla 5.6 se presentan los valores medios, máximos, mínimos y las desviaciones típicas de los principales observables infrarrojos para cada una de las muestras estudiadas.

---

#### Explicación de la tabla 5.5:

- Columna 1. Nombre de la galaxia.
- Columna 2. Nombre de la galaxia en el catálogo *IRAS* del que se han obtenido las densidades de flujo de las columnas 3–6. La mayoría provienen del catálogo de fuentes débiles de *IRAS* (FSC, *Faint Source Catalog*, Moshir et al. 1990), que designa a sus fuentes con las coordenadas 1950.0 precedidas de la letra F. Las densidades de flujo de las galaxias precedidas por la letra Z se han obtenido del catálogo de detecciones

no confirmadas del FSC (FSCR, *Faint Source Catalog Rejects*), que está compuesto por aquellas detecciones que no cumplen alguno de los requisitos necesarios (*seconds, hours and weeks confirmations*) para ser incluidas en el FSC, pero que para lo que a nosotros nos ocupa las podemos considerar como detecciones válidas. Hemos tomado el resto de las densidades de flujo de diferentes fuentes: las de las galaxias precedidas por una letra K se han obtenido de Kim & Sanders (1998), donde eliminaron algunas de las cotas superiores de las densidades de flujo a 12 y 25  $\mu\text{m}$  realizando un reprocesamiento manual de los datos *IRAS* mediante el procedimiento ADDSCAN/SCANPI (Helou et al. 1988); las densidades de flujo de las galaxias precedidas por una letra S se obtuvieron de la última y definitiva versión de la muestra de galaxias brillantes de *IRAS* (RBGS, *Revised Bright Galaxy Sample*, Sanders et al. 2003), donde de nuevo emplearon la técnica ADDSCAN/SCANPI para eliminar algunas de las cotas superiores de las densidades de flujo del FSC. Por último, en las galaxias cuyo nombre va precedido por una letra C hemos combinado los datos de los catálogos FSC y PSC (*Point Source Catalog*, Joint *IRAS* Science Working Group 1988), quedándonos con las densidades de flujo de mejor calidad de cada uno de ellos.

- Columnas 3–6. Densidades de flujo de las bandas *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ . Hemos de mencionar que estas densidades de flujo no están corregidas en color, suponiéndose para su cálculo una distribución espectral de energía proporcional a  $\nu^{-1}$ , de tal forma que  $\nu f_\nu$  es independiente de la frecuencia. Junto a cada una de las densidades de flujo se muestra entre paréntesis el factor de calidad de la detección. Un factor de calidad igual a 3 significa que se trata de una buena detección, un factor igual a 2 que la detección es de calidad moderada, y un factor igual 1 que la detección no es realmente una detección, sino una cota superior a la densidad de flujo. En estas columnas puede verse cómo las galaxias luminosas en el infrarrojo, con unas distribuciones espectrales de energía que toman sus máximos valores en el rango de longitudes de onda del infrarrojo lejano, suelen tener las densidades de flujo *IRAS* a 60 y 100  $\mu\text{m}$  mucho mejor determinadas (mayores factores de calidad) que las densidades de flujo a 12 y 25  $\mu\text{m}$ .

- Columnas 7 – 10. Logaritmos de las luminosidades a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ . Definimos la luminosidad a una determinada frecuencia  $\nu$  como:

$$L_\nu = 4\pi D_L^2 \nu f_\nu \quad (5.8)$$

donde  $D_L$  es la distancia luminosidad y  $f_\nu$  es la densidad de flujo a esa frecuencia.

- Columna 11. Luminosidad de la galaxia en el rango de longitudes de onda del infrarrojo lejano (40 – 500  $\mu\text{m}$ ). Para su cálculo se han utilizado las ecuaciones de la tabla 2.1.
- Columna 12. Luminosidad de la galaxia en el infrarrojo (8 – 1000  $\mu\text{m}$ ). Para su cálculo se han utilizado las ecuaciones de la tabla 2.1. Mientras que para obtener  $L_{\text{FIR}}$  sólo es necesario conocer las densidades de flujo *IRAS* a 60 y 100  $\mu\text{m}$ , para calcular  $L_{\text{IR}}$  se necesitan todos los flujos. Es importante darse cuenta de esto, ya que, como se ha mencionado más arriba, en las LIRGs y las ULIRGs las densidades de flujo a 12 y 25  $\mu\text{m}$  suelen estar en general peor determinadas que las densidades de flujo a 60 y 100  $\mu\text{m}$ , lo que va afectar al valor estimado de su luminosidad infrarroja, convirtiéndose ésta para algunas galaxias en una cota superior al valor verdadero.  $L_{\text{FIR}}$  en cambio no se verá afectada.
- Columnas 13 – 14. Estimaciones de la eficiencia de formación estelar del gas molecular (SFE, *Star Formation Efficiency*). Si se supone que las enormes luminosidades infrarrojas de este tipo de galaxias tienen su origen principal en la reemisión térmica del polvo de la luz procedente de estrellas masivas recién formadas, entonces los cocientes dados en estas columnas están relacionados con la eficiencia de formación estelar del gas molecular. Es decir, nos indican cuánta luminosidad infrarroja se produce por unidad de masa de gas molecular, o lo que es lo mismo, cuántas estrellas se están formando para una masa de gas molecular dada: si el valor del cociente es elevado, entonces el gas produce estrellas de una forma muy eficiente. Hemos de ser muy cautos con este razonamiento, ya que puede suceder que a la emisión infrarroja contribuya de forma apreciable la emisión procedente de un AGN oculto por el polvo, aumentando con ello el cociente entre la luminosidad infrarroja y la ma-



sa de gas molecular, sin querer decir esto que el gas molecular sea más eficiente en la formación de estrellas.

---

Nombre	Nombre en el catálogo	$f_{12\mu\text{m}}$ Jy	$f_{25\mu\text{m}}$ Jy	$f_{60\mu\text{m}}$ Jy	$f_{100\mu\text{m}}$ Jy	$\log L_{12\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{25\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{60\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{100\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}$ $10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{IR}}$ $10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$	$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
IRAS 00091-0738	F00091-0738	0.071 (1)	0.215 (2)	2.630 (3)	2.520 (2)	11.12	11.28	11.99	11.75	1.29	1.51	575	675
IRAS 00207+1029	C00207+1029	0.183 (1)	0.263 (2)	0.695 (3)	1.180 (1)	12.13	11.97	12.01	12.02	1.51	3.61	254	606
IRAS 00397-1312	K00397-1312	0.140 (2)	0.330 (2)	1.830 (3)	1.900 (2)	12.13	12.18	12.54	12.34	4.63	7.04	281	426
IRAS 01003-2238	K01004-2237	0.110 (2)	0.660 (3)	2.290 (3)	1.790 (2)	11.31	11.76	11.92	11.60	1.14	1.66	371	541
IRAS 01166-0844	K01166-0844	0.070 (2)	0.175 (2)	1.740 (3)	1.420 (2)	11.10	11.18	11.80	11.49	0.85	1.02	213	254
IRAS 01298-0744	K01298-0744	0.119 (1)	0.190 (2)	2.470 (3)	2.080 (2)	11.47	11.35	12.08	11.79	1.63	1.96	528	633
IRAS 01355-1814	K01355-1814	0.057 (1)	0.120 (2)	1.400 (3)	1.740 (2)	11.45	11.46	12.15	12.02	1.87	2.42	344	446
IRAS 02054+0835	C02054+0835	0.177 (2)	0.234 (1)	0.561 (3)	1.140 (3)	12.48	12.28	12.28	12.37	3.16	7.63	328	791
IRAS 02065+4705	C02065+4705	0.114 (1)	0.190 (3)	1.060 (2)	1.560 (3)	11.42	11.32	11.69	11.64	0.68	1.13	98	163
IRAS 04413+2608	Z04414+2608	0.159 (1)	0.212 (1)	0.769 (2)	1.590 (1)	11.81	11.62	11.80	11.89	1.05	2.01	108	206
VII Zw 31	S05081+7936	0.200 (3)	0.620 (3)	5.510 (3)	10.100 (3)	10.88	11.05	11.62	11.66	0.64	0.82	63	81
IRAS 06268+3509	C06268+3509	0.075 (1)	0.178 (1)	0.966 (3)	1.090 (2)	11.46	11.52	11.87	11.71	0.99	1.54	158	245
IRAS 06487+2208	Z06487+2208	0.120 (1)	0.413 (1)	2.160 (2)	1.990 (2)	11.52	11.74	12.07	11.82	1.58	2.24	397	564
IRAS 06561+1902	Z06561+1902	0.117 (1)	0.180 (2)	0.913 (2)	1.200 (2)	11.76	11.63	11.96	11.85	1.22	2.17	> 379	> 670
IRAS 07246+6125	F07247+6124	0.111 (1)	0.175 (2)	0.927 (3)	0.852 (2)	11.44	11.32	11.67	11.41	0.62	1.02	> 440	> 725
IRAS 07381+3215	F07381+3215	0.071 (1)	0.139 (1)	0.671 (3)	0.826 (2)	11.45	11.42	11.72	11.59	0.70	1.20	105	178
IRAS 08344+5105	F08344+5105	0.071 (1)	0.133 (2)	2.140 (3)	2.690 (2)	10.94	10.89	11.72	11.60	0.70	0.87	188	232
IRAS 08509-1504	F08509-1504	0.095 (2)	0.210 (3)	1.330 (2)	2.060 (2)	11.36	11.39	11.81	11.78	0.92	1.38	> 401	> 602
IRAS 09039+0503	K09039+0503	0.070 (2)	0.120 (2)	1.480 (3)	2.060 (2)	11.16	11.08	11.79	11.71	0.84	1.11	99	131
IRAS 09116+0334	F09116+0334	0.086 (1)	0.141 (1)	1.090 (3)	1.820 (2)	11.38	11.28	11.79	11.79	0.90	1.33	155	229
IRAS 09320+6134	S09320+6134	0.250 (3)	1.020 (3)	11.700 (3)	19.900 (3)	10.69	10.98	11.66	11.67	0.68	0.83	142	174
IRAS 10026+4347	F10026+4347	0.128 (1)	0.185 (2)	0.558 (3)	0.874 (2)	11.74	11.58	11.68	11.65	0.68	1.55	> 173	> 391
IRAS 10190+1322	F10190+1322	0.099 (1)	0.379 (2)	3.330 (3)	5.570 (2)	10.88	11.14	11.70	11.70	0.74	0.95	78	101
IRAS 10558+3845	F10558+3845	0.052 (1)	0.086 (1)	0.624 (3)	0.753 (2)	11.48	11.39	11.87	11.73	0.98	1.49	130	197

Tabla 5.5: Propiedades infrarrojas de la muestra final de LIRGs y ULIRGs. La línea horizontal separa las galaxias observadas por nosotros en CO(1-0) de las de la muestra de Solomon et al. (1997).

Nombre	Nombre en el catálogo	$f_{12\mu\text{m}}$ Jy	$f_{25\mu\text{m}}$ Jy	$f_{60\mu\text{m}}$ Jy	$f_{100\mu\text{m}}$ Jy	$\log L_{12\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{25\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{60\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{100\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}/10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{IR}}/10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$	$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
IRAS 11087 + 5351	F11087 + 5351	0.083 (1)	0.110 (1)	0.811 (3)	1.280 (2)	11.36	11.16	11.65	11.62	0.63	0.99	102	161
IRAS 11095 - 0238	K11095 - 0238	0.060 (2)	0.418 (3)	3.250 (3)	2.530 (2)	10.95	11.48	11.99	11.66	1.32	1.49	320	362
IRAS 11119 + 3257	F11119 + 3257	0.167 (3)	0.348 (3)	1.590 (3)	1.520 (2)	11.91	11.91	12.19	11.95	2.07	3.41	449	741
IRAS 12071 - 0444	F12072 - 0444	0.119 (1)	0.537 (3)	2.460 (3)	2.470 (2)	11.42	11.75	12.03	11.81	1.43	2.09	282	411
IRAS 12112 + 0305	K12112 + 0305	0.120 (2)	0.509 (3)	8.500 (3)	9.980 (2)	10.92	11.22	12.07	11.92	1.55	1.79	157	181
IRAS 12202 + 1646	F12202 + 1646	0.110 (2)	0.160 (1)	0.901 (3)	1.240 (2)	11.69	11.53	11.90	11.82	1.09	1.88	> 234	> 402
IRAS 12450 + 3401	F12450 + 3401	0.056 (1)	0.077 (1)	0.213 (3)	0.546 (1)	11.28	11.09	11.16	11.34	0.28	0.54	51	98
Mrk 231	S12540 + 5708	1.830 (3)	8.840 (3)	30.800 (3)	29.700 (3)	11.62	11.98	12.15	11.91	1.85	2.94	421	666
IRAS 13144 + 2356	F13145 + 2356	0.113 (1)	0.139 (1)	0.950 (3)	1.020 (2)	11.44	11.21	11.66	11.47	0.61	1.00	258	423
IRAS 13156 + 0435	F13156 + 0435	0.127 (1)	0.365 (1)	1.150 (3)	1.770 (2)	11.33	11.47	11.59	11.55	0.55	1.01	43	79
Arp 193	S13182 + 3424	0.250 (3)	1.420 (3)	17.000 (3)	24.400 (3)	10.23	10.67	11.37	11.30	0.32	0.39	85	103
IRAS 13342 + 3932	K13342 + 3932	0.060 (2)	0.270 (2)	1.110 (3)	1.630 (2)	11.42	11.75	11.99	11.93	1.35	2.11	110	172
IRAS 13349 + 2438	F13349 + 2438	0.631 (3)	0.841 (3)	0.611 (3)	0.990 (1)	11.99	11.80	11.28	11.26	0.27	1.72	82	515
IRAS 13352 + 6402	F13352 + 6402	0.056 (1)	0.078 (1)	0.987 (3)	1.430 (2)	11.64	11.46	12.18	12.12	2.11	2.85	268	364
Mrk 273	S13428 + 5608	0.240 (3)	2.360 (3)	22.500 (3)	22.500 (3)	10.64	11.31	11.91	11.69	1.08	1.26	230	267
IRAS 13469 + 5833	K13469 + 5833	0.052 (1)	0.040 (2)	1.270 (3)	1.730 (2)	11.23	10.80	11.93	11.84	1.15	1.41	146	180
IRAS 13539 + 2920	F13539 + 2920	0.087 (1)	0.122 (2)	1.830 (3)	2.730 (2)	11.13	10.96	11.76	11.71	0.80	1.04	82	107
IRAS 14121 - 0126	K14121 - 0126	0.060 (2)	0.110 (2)	1.390 (3)	2.070 (2)	11.26	11.20	11.93	11.88	1.18	1.53	157	204
IRAS 14202 + 2615	K14202 + 2615	0.180 (2)	0.152 (2)	1.490 (3)	1.990 (2)	11.78	11.39	12.00	11.91	1.36	2.20	135	217
IRAS 14348 - 1447	S14348 - 1447	0.100 (1)	0.550 (3)	6.820 (3)	7.310 (3)	10.95	11.37	12.08	11.89	1.60	1.85	110	128
IRAS 14575 + 3256	F14575 + 3256	0.084 (1)	0.113 (2)	1.220 (3)	1.600 (2)	11.15	10.97	11.62	11.51	0.56	0.79	127	180
Arp 220	S15327 + 2340	0.610 (3)	8.000 (3)	104.000 (3)	115.000 (3)	10.40	11.20	11.93	11.76	1.14	1.29	204	231
IRAS 15462 - 0450	K15462 - 0450	0.100 (2)	0.454 (3)	2.920 (3)	3.000 (2)	11.12	11.46	11.89	11.68	1.02	1.35	331	438
IRAS 16007 + 3743	F16007 + 3743	0.079 (1)	0.058 (1)	0.321 (3)	0.535 (2)	11.57	11.11	11.47	11.47	0.44	0.91	42	87
IRAS 16136 + 6550	F16136 + 6550	0.097 (1)	0.237 (3)	0.597 (3)	0.810 (2)	11.33	11.40	11.42	11.33	0.36	0.78	98	212

Tabla 5.5: Continuación.

Nombre	Nombre en el catálogo	$f_{12\mu\text{m}}$ Jy	$f_{25\mu\text{m}}$ Jy	$f_{60\mu\text{m}}$ Jy	$f_{100\mu\text{m}}$ Jy	$\log L_{12\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{25\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{60\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$\log L_{100\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}/10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{IR}}/10^{12} L_{\odot}$	$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$	$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	(14)
IRAS 16455+4553	F16455+4553	0.057 (1)	0.084 (2)	0.943 (3)	1.590 (2)	11.45	11.29	11.97	11.97	1.36	1.84	154	209
IRAS 16487+5447	F16487+5447	0.074 (1)	0.201 (3)	2.880 (3)	3.070 (2)	11.02	11.14	11.91	11.72	1.08	1.28	201	238
NGC 6240	S16504+0228	0.590 (3)	3.550 (3)	22.900 (3)	26.500 (3)	10.65	11.11	11.54	11.39	0.46	0.62	64	85
IRAS 16541+5301	F16542+5301	0.046 (1)	0.074 (1)	0.679 (3)	1.280 (2)	11.37	11.25	11.84	11.89	1.08	1.47	143	195
IRAS 17068+4027	F17068+4027	0.076 (1)	0.122 (2)	1.330 (3)	1.410 (2)	11.52	11.41	12.06	11.87	1.53	2.03	239	318
IRAS 17179+5444	F17179+5444	0.076 (1)	0.202 (3)	1.360 (3)	1.910 (2)	11.34	11.45	11.90	11.82	1.08	1.57	161	233
IRAS 17208-0014	S17207-0014	0.200 (3)	1.610 (3)	32.100 (3)	36.100 (3)	10.67	11.26	12.18	12.01	1.99	2.19	152	167
IRAS 17463+5806	F17463+5806	0.037 (1)	0.044 (1)	0.654 (3)	0.949 (2)	11.70	11.46	12.25	12.19	2.46	3.29	> 208	> 278
IRAS 18144+4823	F18144+4823	0.049 (1)	0.041 (1)	0.620 (3)	1.000 (2)	11.24	10.84	11.64	11.62	0.63	0.88	147	206
IRAS 18580+6527	F18580+6527	0.046 (1)	0.065 (2)	0.763 (3)	1.400 (2)	11.29	11.12	11.81	11.85	0.99	1.31	106	141
IRAS 19297-0406	S19297-0406	0.100 (1)	0.690 (3)	7.320 (3)	8.620 (3)	10.98	11.50	12.14	11.99	1.85	2.21	195	234
IRAS 20037-1547	F20036-1547	0.125 (1)	0.281 (1)	1.650 (3)	1.980 (2)	11.80	11.83	12.22	12.08	2.21	3.39	136	209
IRAS 20414-1651	C20414-1651	0.250 (1)	0.346 (2)	4.360 (3)	5.250 (2)	11.39	11.21	11.93	11.79	1.14	1.53	262	352
IRAS 21219-1757	F21219-1757	0.206 (3)	0.446 (3)	1.070 (3)	1.180 (2)	11.54	11.55	11.55	11.37	0.47	1.08	148	339
IRAS 21477+0502	K21477+0502	0.090 (1)	0.160 (2)	1.140 (3)	1.460 (2)	11.55	11.48	11.95	11.84	1.21	1.84	119	179
IRAS 22204-0214	F22204-0214	0.111 (1)	0.199 (1)	0.647 (3)	2.090 (1)	11.45	11.39	11.52	11.81	0.81	1.15	110	157
IRAS 22491-1808	S22491-1808	0.090 (1)	0.540 (3)	5.540 (3)	4.640 (3)	10.85	11.31	11.94	11.64	1.16	1.29	243	270
IRAS 22509-0040	F22509-0040	0.174 (1)	0.716 (3)	5.140 (3)	5.030 (2)	10.89	11.18	11.66	11.43	0.60	0.77	148	190
IRAS 23365+3604	S23365+3604	0.090 (1)	0.940 (3)	7.440 (3)	9.010 (3)	10.68	11.38	11.90	11.76	1.06	1.32	159	198
IRAS 23498+2423	K23498+2423	0.097 (1)	0.120 (2)	1.020 (3)	1.450 (2)	11.78	11.55	12.10	12.03	1.74	2.68	228	351
IRAS 00057+4021	F00057+4021	0.137 (1)	0.361 (3)	4.470 (3)	4.300 (2)	10.54	10.64	11.36	11.12	0.30	0.36	81	96
IRAS 00188-0856	F00188-0856	0.117 (1)	0.372 (3)	2.590 (3)	3.400 (2)	11.41	11.59	12.05	11.95	1.53	2.14	231	323
IRAS 00262+4251	F00261+4251	0.108 (1)	0.335 (3)	2.980 (2)	2.440 (2)	11.13	11.30	11.87	11.56	0.99	1.19	162	194
I Zw 1	F00509+1225	0.512 (3)	1.210 (2)	2.240 (3)	2.630 (2)	11.39	11.45	11.33	11.18	0.29	0.75	58	152
Mrk 1014	F01572+0009	0.123 (2)	0.542 (3)	2.220 (3)	2.160 (2)	11.64	11.97	12.20	11.97	2.11	3.19	245	370

Tabla 5.5: Continuación.

Nombre (1)	Nombre en el catálogo (2)	$f_{12\mu\text{m}}$ Jy (3)	$f_{25\mu\text{m}}$ Jy (4)	$f_{60\mu\text{m}}$ Jy (5)	$f_{100\mu\text{m}}$ Jy (6)	$\log L_{12\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$ (7)	$\log L_{25\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$ (8)	$\log L_{60\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$ (9)	$\log L_{100\mu\text{m}}$ $L_{\odot}$ (10)	$L_{\text{FIR}}/10^{12} L_{\odot}$ (11)	$L_{\text{IR}}/10^{12} L_{\odot}$ (12)	$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$ (13)	$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ $L_{\odot}/L'$ (14)
IRAS 02483 + 4302	F02483 + 4302	0.065 (1)	0.190 (3)	4.020 (2)	6.920 (2)	10.35	10.49	11.43	11.45	0.40	0.47	142	164
IRAS 03158 + 4227	F03158 + 4227	0.070 (1)	0.454 (3)	4.260 (2)	4.280 (2)	11.22	11.72	12.31	12.09	2.71	3.21	393	465
IRAS 03521 + 0028	Z03521 + 0028	0.109 (1)	0.198 (2)	2.520 (2)	3.620 (2)	11.53	11.47	12.19	12.13	2.15	2.80	235	306
IRAS 08030 + 5243	F08030 + 5243	0.095 (1)	0.184 (2)	2.990 (3)	4.390 (2)	10.94	10.90	11.73	11.68	0.75	0.94	87	108
IRAS 08572 + 3915	S08572 + 3915	0.330 (3)	1.760 (3)	7.300 (3)	4.770 (3)	11.16	11.57	11.80	11.40	0.93	1.16	730	912
IRAS 10035 + 4852	F10035 + 4852	0.098 (2)	0.283 (3)	4.590 (3)	6.240 (2)	10.73	10.87	11.70	11.61	0.68	0.81	97	117
IRAS 10494 + 4424	F10494 + 4424	0.117 (1)	0.165 (2)	3.530 (3)	5.410 (2)	11.11	10.94	11.89	11.86	1.11	1.36	138	168
IRAS 10565 + 2448	S10565 + 2448	0.200 (3)	1.270 (3)	12.100 (3)	15.000 (3)	10.68	11.16	11.76	11.63	0.77	0.95	139	171
IRAS 11506 + 1331	K11506 + 1331	0.100 (1)	0.190 (2)	2.580 (3)	3.320 (2)	11.33	11.29	12.04	11.93	1.49	1.90	202	257
IRAS 13106 - 0922	Z13106 - 0922	0.124 (1)	0.057 (1)	1.240 (2)	1.890 (2)	11.71	11.05	12.01	11.97	1.44	2.09	155	226
IRAS 13442 + 2321	F13442 + 2321	0.100 (1)	0.113 (2)	1.620 (3)	2.260 (2)	11.43	11.16	11.94	11.86	1.20	1.62	233	317
IRAS 14070 + 0525	K14070 + 0525	0.075 (1)	0.190 (2)	1.450 (3)	1.820 (2)	11.87	11.95	12.46	12.33	3.84	5.37	396	554
IRAS 15030 + 4835	F15030 + 4835	0.050 (1)	0.084 (1)	0.904 (3)	1.460 (2)	11.51	11.42	12.07	12.05	1.68	2.27	136	185
IRAS 16090 - 0139	F16090 - 0139	0.090 (2)	0.264 (3)	3.610 (2)	4.870 (2)	11.33	11.48	12.23	12.14	2.32	2.86	194	238
IRAS 16334 + 4630	K16334 + 4630	0.057 (1)	0.060 (2)	1.190 (3)	2.090 (2)	11.45	11.15	12.07	12.09	1.77	2.23	183	230
IRAS 18368 + 3549	Z18368 + 3549	0.069 (1)	0.091 (2)	2.210 (2)	3.950 (2)	11.09	10.89	11.90	11.93	1.20	1.42	142	168
IRAS 19458 + 0944	Z19458 + 0944	0.110 (1)	0.232 (2)	3.930 (2)	6.020 (2)	11.16	11.16	12.01	11.98	1.45	1.78	123	150
IRAS 20087 - 0308	F20087 - 0308	0.129 (1)	0.243 (3)	4.700 (2)	6.540 (2)	11.28	11.23	12.14	12.06	1.89	2.29	119	144
IRAS 22542 + 0833	F22541 + 0833	0.089 (1)	0.181 (1)	1.200 (3)	1.480 (2)	11.52	11.51	11.95	11.82	1.19	1.79	201	302

Tabla 5.5: Continuación.

Nuestra muestra [ $N = 69$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$f_{25\mu\text{m}}/f_{60\mu\text{m}}$	...	0.17	1.38	0.03	0.20
$f_{60\mu\text{m}}/f_{100\mu\text{m}}$	...	0.82	1.28	0.49	0.19
$\log L_{12\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.25	12.48	10.23	0.57
$\log L_{25\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.36	12.18	10.67	0.31
$\log L_{60\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.86	12.54	11.16	0.25
$\log L_{100\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.76	12.37	11.30	0.22
$L_{\text{FIR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.17	4.63	0.27	0.70
$L_{\text{IR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.75	7.63	0.39	1.20
$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	191	575	42	116
$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	281	791	79	175

La muestra de Solomon et al. (1997) [ $N = 24$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$f_{25\mu\text{m}}/f_{60\mu\text{m}}$	...	0.12	0.54	0.04	0.11
$f_{60\mu\text{m}}/f_{100\mu\text{m}}$	...	0.80	1.53	0.56	0.23
$\log L_{12\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.15	11.64	10.68	0.38
$\log L_{25\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.26	11.97	10.49	0.39
$\log L_{60\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.94	12.46	11.33	0.28
$\log L_{100\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.82	12.33	11.12	0.31
$L_{\text{FIR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.42	3.84	0.29	0.82
$L_{\text{IR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.87	5.37	0.36	1.10
$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	201	730	58	140
$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	263	912	96	178

La muestra total [ $N = 93$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$f_{25\mu\text{m}}/f_{60\mu\text{m}}$	...	0.15	1.38	0.03	0.18
$f_{60\mu\text{m}}/f_{100\mu\text{m}}$	...	0.81	1.53	0.49	0.20
$\log L_{12\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.23	12.48	10.23	0.54
$\log L_{25\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.33	12.18	10.49	0.34
$\log L_{60\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.88	12.54	11.16	0.26
$\log L_{100\mu\text{m}}$	$L_{\odot}$	11.78	12.37	11.12	0.25
$L_{\text{FIR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.24	4.63	0.27	0.73
$L_{\text{IR}}$	$10^{12} L_{\odot}$	1.78	7.63	0.36	1.17
$L_{\text{FIR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	194	730	42	123
$L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	$L_{\odot}/L'$	276	912	79	175

Tabla 5.6: Valores medios, máximos, mínimos y desviaciones típicas de los principales observables infrarrojos para cada una de las muestras estudiadas.

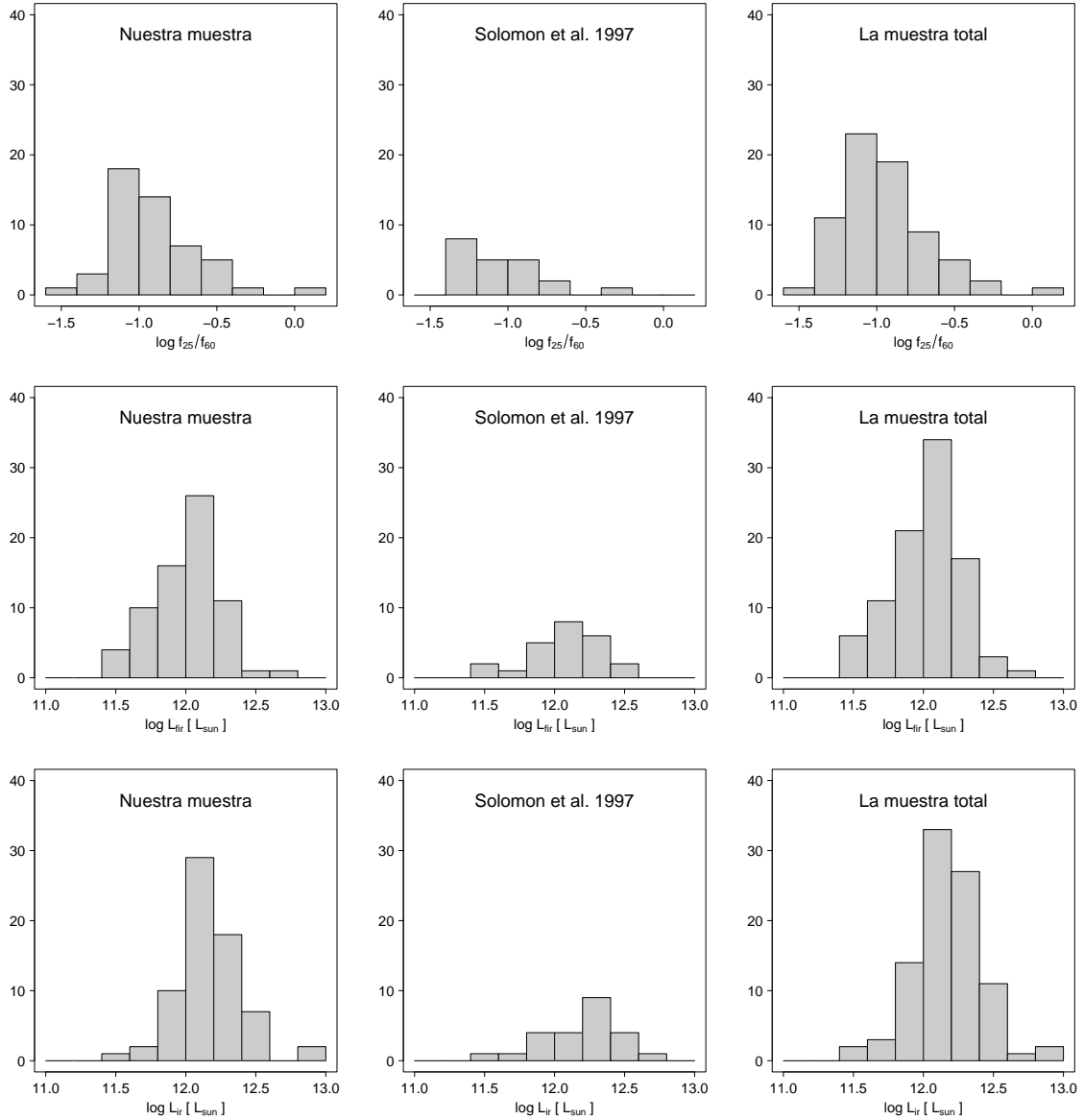


Figura 5.8: Distribuciones del índice de color  $f_{25\mu m}/f_{60\mu m}$  y de las luminosidades en el IR y el FIR para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra total.

De la tabla 5.6 y de los histogramas de las figuras 5.8, 5.9 y 5.10 se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- Existe una fuerte correlación entre el cociente  $f_{25\mu m}/f_{60\mu m}$  y el tipo de actividad nuclear de la galaxia (figura 5.9, arriba). Este efecto es de sobra conocido (e.g., de Grijp et al. 1985; Miley et al. 1985), de hecho, en numerosas ocasiones se ha em-

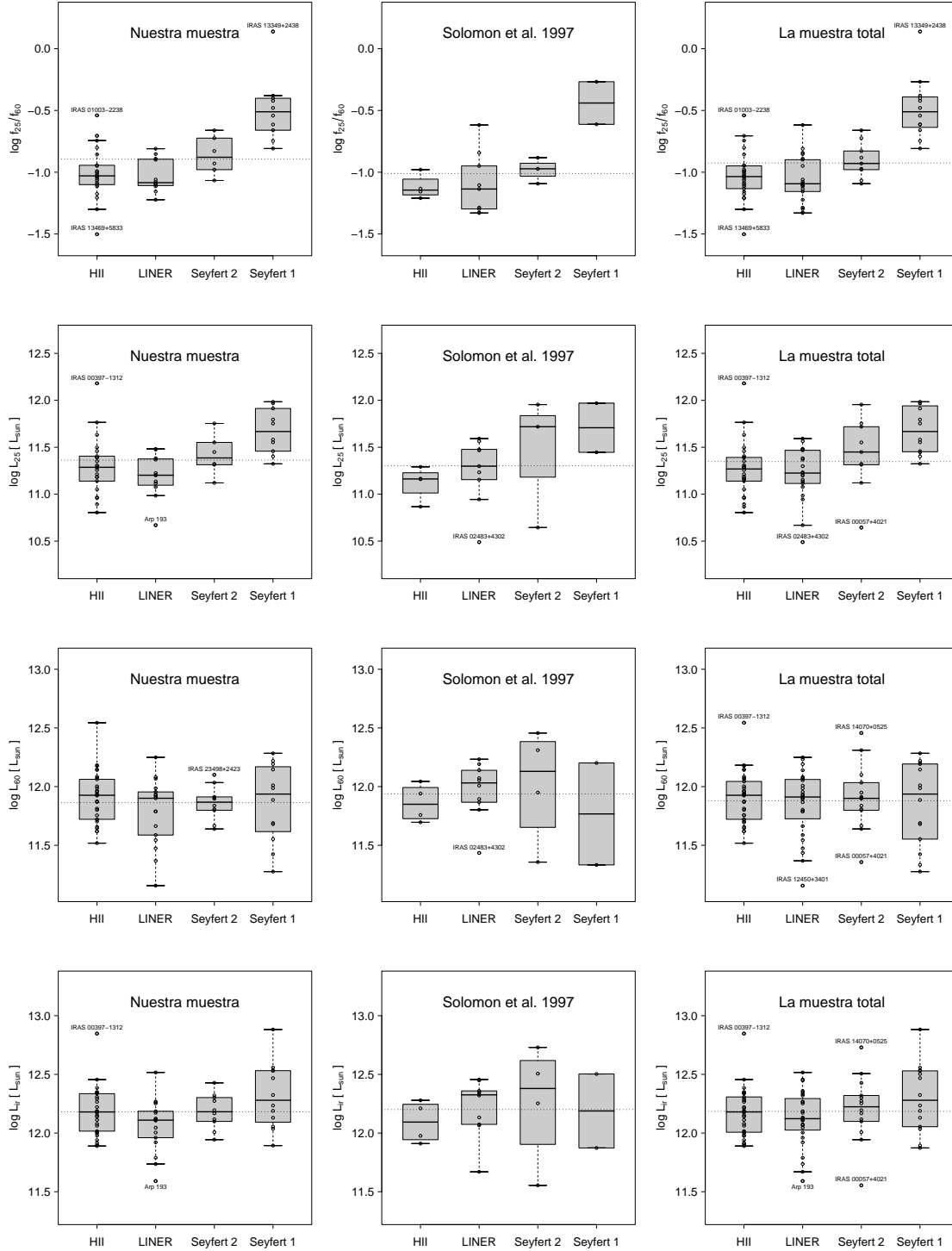
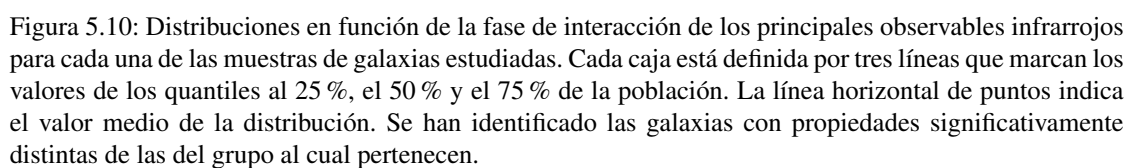


Figura 5.9: Distribuciones en función del tipo de actividad nuclear de los principales observables infrarrojos para cada una de las muestras de galaxias estudiadas. Cada caja está definida por tres líneas que marcan los valores de los cuantiles al 25 %, el 50 % y el 75 % de la población. La línea horizontal de puntos indica el valor medio de la distribución. Se han identificado las galaxias con propiedades significativamente distintas de las del grupo al cual pertenecen.





pleado esta clase de índices de color para diferenciar entre las galaxias infrarrojas de los tipos HII y LINER, y las galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2.

- La correlación anterior no es más que una consecuencia del hecho de que las galaxias infrarrojas de tipo Seyfert tienen en media mayores luminosidades a 12 y 25  $\mu\text{m}$  que las galaxias HII y LINER, mientras que las luminosidades a 60 y 100  $\mu\text{m}$  son aproximadamente las mismas para todos los tipos de actividad nuclear (e.g., Spinoglio et al. 2002). El que las galaxias Seyfert 1 emitan más a 12 y 25  $\mu\text{m}$  que las galaxias Seyfert 2 se puede explicar dentro del marco del actual modelo unificado (Antonucci 1993): para las primeras estaríamos observando directamente las regiones donde se origina la emisión infrarroja, con lo que no perderíamos apenas flujo a 12 y 25  $\mu\text{m}$  como consecuencia de la opacidad del medio (recuérdese que a estas longitudes de onda se encuentran dos de las bandas de absorción de los silicatos amorfos, centradas a 9.8 y 18.5  $\mu\text{m}$ ), mientras que para las segundas detectaríamos únicamente la emisión infrarroja que ha conseguido atravesar el medio sin ser absorbida. A mayores longitudes de onda ( $\lambda = 60$  y 100  $\mu\text{m}$ ) este efecto desaparece, ya que la opacidad del medio es proporcional a  $\lambda^{-2}$  (e.g., Draine 2003).
- La mayor contribución a la luminosidad infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs proviene de la emisión en torno a 60 y 100  $\mu\text{m}$ . Esto hace que la diferenciación observada según el tipo de actividad nuclear para las luminosidades a 12 y 25  $\mu\text{m}$  desaparezca casi por completo cuando se considera la luminosidad infrarroja total.
- La fase de interacción de las galaxias no parece influir demasiado en sus propiedades infrarrojas. Sin embargo, debemos ser cautos y recordar que nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs pertenece a un grupo de galaxias infrarrojas mucho más amplio, y que puede estar sesgada en ciertos aspectos. A modo de ejemplo, en la figura 5.11 se ha simulado el tipo de resultados que se puede llegar a obtener cuando se realiza una selección de galaxias según un rango de valores de una magnitud  $x$ , de la cual depende una muestra de galaxias mucho mayor. Puede verse que si el muestreo no es lo suficientemente amplio o el rango de valores de la magnitud  $x$  es limitado, la muestra puede resultar sesgada. En el caso de la figura 5.11, la correlación existente en la muestra total entre cada uno de los subgrupos  $a$ ,  $b$ ,  $c$  y  $d$  y la magnitud  $x$ , desaparece para algunas de las muestras consideradas como consecuencia de un muestreo insuficiente o un rango de la magnitud  $x$  demasiado pequeño. Este tipo de efectos no sólo puede afectar a los resultados obtenidos para la magnitud  $x$ , sino que en principio se extiende hacia los resultados de cualquier otra magnitud

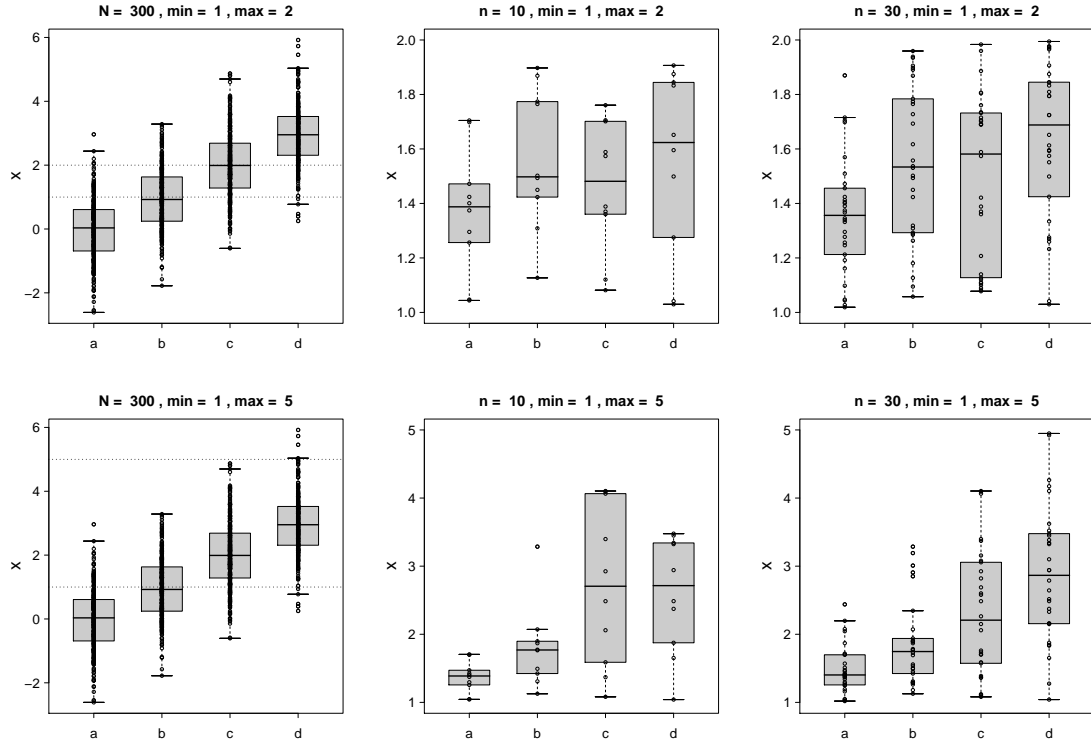


Figura 5.11: Ejemplo simulado de los sesgos introducidos sobre un grupo de  $4N$  galaxias (clasificadas según un determinado criterio como de los tipos  $a$ ,  $b$ ,  $c$  o  $d$ ) cuando se realiza un muestreo de  $4n$  galaxias dentro de un rango de la magnitud  $x$  (líneas punteadas de los paneles de la izquierda). La correlación existente entre cada subgrupo y la magnitud  $x$  puede llegar a desaparecer ante un muestreo insuficiente (pocas galaxias de cada uno de los subgrupos, un  $n$  pequeño) o ante un rango de la variable  $x$  reducido.

relacionada con ella. Esto demuestra la importancia que tiene la selección de la muestra a la hora de obtener resultados concluyentes. En nuestro caso, la selección de la muestra se realizó imponiendo, entre otras cosas, que la luminosidad infrarroja de la mayoría de las galaxias fuera mayor o igual que  $10^{12} L_{\odot}$ . El límite superior para la luminosidad infrarroja vino dado por el máximo desplazamiento al rojo detectable con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM ( $z_{\text{max}} \sim 0.35$ ). Pensamos que en nuestra muestra de ULIRGs el número de galaxias en cada uno de los distintos tipos de actividad nuclear y fases de interacción es suficiente como para reflejar fielmente las correlaciones del conjunto total de las ULIRGs, exceptuando el caso de los pares de galaxias sin signos de interacción, donde el número de galaxias disponibles es claramente insuficiente. Dado que nuestra muestra total de galaxias cuenta con tan sólo 18 LIRGs ( $10^{11} L_{\odot} \leq L_{\text{IR}} < 10^{12} L_{\odot}$ ) y la mayoría de ellas tiene  $L_{\text{IR}} \geq 7 \times 10^{11} L_{\odot}$ , los resultados presentados a lo largo de este capí-

tulo no son extrapolables al conjunto mucho más amplio de las galaxias infrarrojas ( $L_{\text{IR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ ).

Aunque ya hemos hablado de la eficiencia de formación estelar del gas molecular (§ 3.2.2) y hemos presentado el rango de valores que toma esta magnitud para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs y la muestra de Solomon et al. (1997) (tabla 5.6), al ser ésta una magnitud que involucra tanto las propiedades infrarrojas como las propiedades del gas molecular de la galaxia, dejaremos para la sección 5.3.3 el análisis y discusión de los resultados obtenidos.

### 5.3.2. Propiedades del radiocontinuo

La emisión del radiocontinuo representa sólo un pequeño porcentaje de la emisión bolométrica total de una galaxia ( $L_{\text{radio}}/L_{\text{bol}} < 10^{-4}$ , Condon 1992), sin embargo, las observaciones radio han demostrado ser muy útiles a la hora de estudiar el origen de la emisión infrarroja en las LIRGs y las ULIRGs. Esto se debe por un lado a la existencia de una fuerte correlación lineal entre las luminosidades infrarroja y del radiocontinuo a lo largo de más de cuatro órdenes de magnitud en luminosidad, tanto para las galaxias espirales y *starburst*, como para las galaxias Seyfert, los *radio quiet quasars* y las galaxias infrarrojas (Wunderlich et al. 1987; Sopp & Alexander 1991; Condon et al. 1991a; Roy et al. 1998; Yun et al. 2001; Condon et al. 2002; Appleton et al. 2004), lo que permite relacionar directamente las propiedades del radiocontinuo de una galaxia con sus propiedades infrarrojas, o lo que es más importante, el origen de la emisión del radiocontinuo con el origen de la emisión infrarroja. Por otro lado, las elevadas resoluciones angulares alcanzables mediante las técnicas de interferometría para las longitudes de onda radio, así como la menor opacidad en este rango en comparación con otros rangos del espectro electromagnético como el óptico y el ultravioleta permiten estudiar directamente, y en algunos casos resolver, las regiones centrales donde se origina la mayor parte de la emisión en este tipo de galaxias (Condon et al. 1991b; Lonsdale et al. 1993; Crawford et al. 1996; Smith et al. 1998a; Nagar et al. 2003).

En esta sección estudiaremos las propiedades más importantes del radiocontinuo en nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs. Tal como hicimos con las propiedades infrarrojas de la sección 5.3.1, con el fin de poder extraer resultados estadísticamente concluyentes sólo se han considerado aquellos trabajos en los que se ha detectado un alto porcentaje

de las galaxias de la muestra total. En la tabla 5.7 se han reunido las propiedades del radiocontinuo más importantes de nuestra muestra de galaxias y de la muestra de Solomon et al. (1997). A continuación, en la tabla 5.8 se presentan los valores medios, máximos, mínimos y las desviaciones típicas de los principales observables del radiocontinuo para cada una de las muestras estudiadas.

---

#### Explicación de la tabla 5.7:

- Columna 1. Nombre de la galaxia.
- Columnas 2–3. Densidad de flujo del radiocontinuo a 1.4 GHz. Los datos se han obtenido de los catálogos NVSS (*NRAO VLA Sky Survey catalog*, Condon et al. 1998) y FIRST (*Faint Images of the Radio Sky at Twenty centimeters*, Becker et al. 1995; White et al. 1997), que pueden consultarse en formato electrónico en la base de datos de VizieR, perteneciente a CDS (*Centre de Données astronomiques de Strasbourg*). El primero cubre aproximadamente el 82 % de todo el cielo a 1.4 GHz con una resolución angular de unos 45" (configuraciones D y DnC del VLA) y una sensibilidad media de  $0.45 \text{ mJy } \Omega^{-1}$ . El segundo cubre una región algo menor con una resolución angular de unos 5.4" (configuración B del VLA) y una sensibilidad media de  $0.14 \text{ mJy } \Omega^{-1}$ . Para la obtención de la emisión del radiocontinuo a 1.4 GHz se buscaron con la ayuda de VizieR las fuentes de los catálogos NVSS y FIRST más cercanas (separación menor de 30") a la posición de la galaxia. Pese a las diferentes resoluciones espaciales de los dos catálogos, las densidades de flujo obtenidas con cada uno de ellos son en general similares. Las pequeñas discrepancias se deben principalmente a los errores asociados con la calibración de los datos y a los posibles efectos de filtrado de flujo por parte del catálogo FIRST y la confusión de dos o más fuentes en una única fuente del catálogo NVSS. Estos dos últimos efectos contribuyen a que en general las densidades de flujo del catálogo NVSS sean ligeramente mayores que las del catálogo FIRST (para más detalles ver el apartado 5.3 de White et al. 1997).

- Columna 4. Logaritmo de la luminosidad a 1.4 GHz. Para su cálculo se ha empleado la siguiente relación:

$$\log L_v = \log(4\pi D_L^2 f_v) = 20.08 + 2 \log D_L + \log f_v \quad (5.9)$$

donde  $D_L$  es la distancia luminosidad en Mpc,  $f_v$  es la densidad de flujo en Jy y  $L_v$  es la luminosidad en  $\text{WHz}^{-1}$  a la frecuencia  $v$ . En los casos en los que la galaxia está detectada en los dos catálogos mencionados más arriba, hemos empleado para el cálculo de la luminosidad a 1.4 GHz las densidades de flujo de catálogo NVSS, por contener éste un mayor número de galaxias de nuestra muestra y por ser menos susceptible al efecto de filtrado de flujo que el catálogo FIRST.

- Columna 5. Parámetro  $q$  a 1.4 GHz. El parámetro  $q$  se define como el logaritmo del cociente entre el flujo de la galaxia en el infrarrojo lejano y el flujo del radiocontinuo (Helou et al. 1985):

$$q_v = \log \left( \frac{0.336 (2.58 f_{60\mu\text{m}} + f_{100\mu\text{m}})}{f_v} \right) \quad (5.10)$$

donde  $f_{60\mu\text{m}}$ ,  $f_{100\mu\text{m}}$  y  $f_v$  se expresan en Jy. Para las galaxias *normales* (aquellas para las que la emisión radio no proviene de un AGN) se ha comprobado que  $q$  toma un valor a 1.4 GHz aproximadamente constante e igual a  $2.3 \pm 0.2$  (Condon 1992; Yun et al. 2001; Condon et al. 2002).

- Columna 6. Densidad de flujo del radiocontinuo a 4.86 GHz. Estos valores se han extraído principalmente de los trabajos de Neff & Hutchings (1992), Crawford et al. (1996) y Baan & Klöckner (2006). Las resoluciones espaciales en estos artículos van de  $0.5''$  (configuración A del VLA) a unos  $4''$  (configuración C del VLA), por lo que muchos de los valores de las densidades de flujo a 4.86 GHz de esta columna son en realidad cotas inferiores a las densidades de flujo totales.
- Columna 7. Logaritmo de la luminosidad a 4.86 GHz.
- Columna 8. Parámetro  $q$  a 4.86 GHz.
- Columna 9. Densidad de flujo del radiocontinuo a 15 GHz. Estos valores se han extraído del artículo de Nagar et al. (2003), en el que presentan observaciones a 15 GHz de elevada resolución angular ( $\text{FWHM} \sim 0.15''$ , configuración A del VLA) para una muestra de 83 ULIRGs. De nuevo,

como consecuencia del efecto del filtrado de flujo típico de las observaciones interferométricas, los valores de las densidades de flujo de esta columna son sólo cotas inferiores de las densidades de flujo totales de las galaxias a 15 GHz.

- Columna 10. Logaritmo de la luminosidad a 15 GHz.
- Columna 11. Parámetro  $q$  a 15 GHz.
- Columna 12. Índice espectral del radiocontinuo calculado con las densidades de flujo a 1.4 y 4.86 GHz. El índice espectral  $\alpha$  presupone una dependencia potencial entre la densidad de flujo y la frecuencia del tipo:

$$f_\nu \propto \nu^\alpha \quad (5.11)$$

donde  $f_\nu$  es la densidad de flujo a la frecuencia  $\nu$ . Según esto, si se conocen las densidades de flujo a dos frecuencias distintas, es posible calcular el índice espectral:

$$\alpha = \frac{\log(f_{\nu_1}/f_{\nu_2})}{\log(\nu_1/\nu_2)} \quad (5.12)$$

Un inconveniente de las observaciones a 1.4 y 4.86 GHz es que cubren partes muy distintas de la galaxia. Mientras que los datos extraídos de los catálogos NVSS y FIRST representan el valor de la densidad de flujo a 1.4 GHz de la galaxia en su conjunto, las densidades de flujo a 4.86 GHz, debido a que fueron determinadas mediante observaciones de elevada resolución angular, se refieren únicamente a su región central, perdiéndose la componente extensa del flujo a 4.86 GHz.

- Columna 13. Índice espectral del radiocontinuo calculado con las densidades de flujo a 1.4 y 15 GHz. De nuevo, debido a que las observaciones a 15 GHz se realizaron a una resolución angular mucho mayor que las observaciones a 1.4 GHz, los valores deducidos del índice espectral son cotas inferiores del valor verdadero.
-

Nombre	$f_{1.4\text{GHz}}$ NVSS mJy	$f_{1.4\text{GHz}}$ FIRST mJy	$\log L_{1.4\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{1.4\text{GHz}}$	$f_{4.86\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{4.86\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{4.86\text{GHz}}$	$f_{15\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{15\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{15\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-15\text{GHz}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
IRAS 00091-0738	4.5		23.11	2.84				1.1	22.49	3.45		-0.59
IRAS 00207+1029	7.0		23.90	2.15								
IRAS 00397-1312	2.6		23.58	2.93				< 0.8				
IRAS 01003-2238	13.4		23.58	2.29								
IRAS 01166-0844		2.1	22.77	2.98				< 0.8				
IRAS 01298-0744	4.1		23.19	2.84				2.5	22.98	3.06		-0.21
IRAS 01355-1814												
IRAS 02054+0835	9.5		24.40	1.96								
IRAS 02065+4705	5.6		23.30	2.41								
IRAS 04413+2608	15.0		23.97	1.90								
VII Zw 31	41.4		23.38	2.30								
IRAS 06268+3509	5.0		23.48	2.38								
IRAS 06487+2208	10.3		23.64	2.39								
IRAS 06561+1902	4.6		23.55	2.41								
IRAS 07246+6125		2.9	23.05	2.58								
IRAS 07381+3215	4.0		23.38	2.33								
IRAS 08344+5105	8.3	7.5	23.19	2.52								
IRAS 08509-1504	8.5		23.50	2.34								
IRAS 09039+0503	6.2	4.9	23.30	2.50				< 0.8				
IRAS 09116+0334	10.5	9.4	23.66	2.17				2.6	23.05	2.78		-0.59
IRAS 09320+6134	170.1	146.7	23.71	2.00	65.4	23.30	2.41				-0.77	
IRAS 10026+4347	2.8	2.8	23.27	2.44								
IRAS 10190+1322	16.8	16.4	23.29	2.45	6.7	22.90	2.85	0.5	21.77	3.98	-0.73	-1.48
IRAS 10558+3845		2.2	23.31	2.55								

Tabla 5.7: Propiedades del radiocontinuo de la muestra final de LIRGs y ULIRGs. La línea horizontal separa las galaxias observadas por nosotros en CO(1-0) de las de la muestra de Solomon et al. (1997).



Nombre	$f_{1.4\text{GHz}}$ NVSS mJy	$f_{1.4\text{GHz}}$ FIRST mJy	$\log L_{1.4\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{1.4\text{GHz}}$	$f_{4.86\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{4.86\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{4.86\text{GHz}}$	$f_{15\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{15\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{15\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-15\text{GHz}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
IRAS 11087 + 5351	31.9	31.0	24.13	1.55								
IRAS 11095 - 0238	25.1	19.5	23.76	2.16								
IRAS 11119 + 3257	109.9	107.8	24.92	1.24				< 0.8				
IRAS 12071 - 0444	7.9	7.9	23.43	2.57								
IRAS 12112 + 0305	23.3	24.6	23.39	2.66	13.0	23.14	2.92	3.9	22.62	3.44	-0.47	-0.75
IRAS 12202 + 1646	8.9	9.6	23.78	2.13								
IRAS 12450 + 3401												
Mrk 231	308.9	242.5	24.03	2.07	100.0	23.54	2.56	211.5	23.87	2.24	-0.91	-0.16
IRAS 13144 + 2356	13.3	13.9	23.70	1.94								
IRAS 13156 + 0435	11.1	10.2	23.46	2.16								
Arp 193	104.4	103.6	23.04	2.34								
IRAS 13342 + 3932	6.4	6.9	23.63	2.37				< 0.8				
IRAS 13349 + 2438	19.6	19.9	23.67	1.64								
IRAS 13352 + 6402	8.2	6.6	23.99	2.21								
Mrk 273	144.7	132.0	23.61	2.27	69.8	23.29	2.59	18.8	22.72	3.16	-0.59	-0.86
IRAS 13469 + 5833	3.1	3.0	23.20	2.73				< 0.8				
IRAS 13539 + 2920	11.6	10.7	23.44	2.33				4.0	22.98	2.80		-0.45
IRAS 14121 - 0126	12.1	12.3	23.75	2.20								
IRAS 14202 + 2615	9.8	8.3	23.71	2.30				< 0.8				
IRAS 14348 - 1447	35.9		23.69	2.37								
IRAS 14575 + 3256	6.5	7.1	23.23	2.39								
Arp 220	326.3	316.1	23.32	2.60	204.0	23.11	2.80	87.2	22.74	3.17	-0.38	-0.56
IRAS 15462 - 0450	12.8	11.3	23.41	2.44								
IRAS 16007 + 3743	3.2	2.5	23.36	2.16								
IRAS 16136 + 6550	3.9		23.13	2.31	1.4	22.68	2.75				-0.82	

Tabla 5.7: Continuación.

Nombre	$f_{1.4\text{GHz}}$ NVSS mJy	$f_{1.4\text{GHz}}$ FIRST mJy	$\log L_{1.4\text{GHz}}$ $\text{WHz}^{-1}$	$q_{1.4\text{GHz}}$	$f_{4.86\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{4.86\text{GHz}}$ $\text{WHz}^{-1}$	$q_{4.86\text{GHz}}$	$f_{15\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{15\text{GHz}}$ $\text{WHz}^{-1}$	$q_{15\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-15\text{GHz}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
IRAS 16455+4553	6.5	5.4	23.69	2.32								
IRAS 16487+5447	19.0	12.8	23.62	2.27				2.8	22.79	3.10	-1.02	-0.81
NGC 6240	426.3		23.70	1.83	120.0	23.15	2.38					
IRAS 16541+5301	4.1	4.1	23.50	2.40								
IRAS 17068+4027	3.5	4.1	23.37	2.67				< 0.8				
IRAS 17179+5444	332.1	328.9	25.17	0.74				25.8	24.06	1.85		-1.08
IRAS 17208-0014	81.8		23.47	2.69	53.8	23.29	2.87				-0.34	
IRAS 17463+5806	7.3		24.18	2.08								
IRAS 18144+4823												
IRAS 18580+6527	29.3		24.28	1.59								
IRAS 19297-0406	29.5		23.63	2.50								
IRAS 20037-1547	24.1		24.27	1.94								
IRAS 20414-1651	23.4		23.55	2.37	12.5	23.28	2.65	4.5	22.83	3.09	-0.50	-0.70
IRAS 21219-1757	14.7		23.58	1.95	6.8	23.24	2.29	1.8	22.66	2.87	-0.62	-0.89
IRAS 21477+0502	6.4		23.59	2.36				< 0.8				
IRAS 22204-0214	3.5	1.2	23.14	2.56								
IRAS 22491-1808	5.9		22.85	3.03	4.4	22.72	3.16				-0.23	
IRAS 22509-0040	15.1	15.1	23.01	2.61								
IRAS 23365+3604	27.2		23.35	2.54	12.8	23.02	2.87				-0.61	
IRAS 23498+2423	6.5		23.79	2.32								
IRAS 00057+4021	6.9		22.43	2.89	4.2	22.22	3.10				-0.40	
IRAS 00188-0856	15.7	17.4	23.72	2.33				2.1	22.85	3.21		-0.85
IRAS 00262+4251	28.0		23.73	2.08	8.0	23.18	2.63				-1.00	
1 Zw 1	8.3		22.79	2.53								
Mrk 1014	26.2	24.1	24.16	2.00	8.2	23.66	2.51	1.6	22.95	3.22	-0.93	-1.18

Tabla 5.7: Continuación.

Nombre	$f_{1.4\text{GHz}}$ NVSS mJy	$f_{1.4\text{GHz}}$ FIRST mJy	$\log L_{1.4\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{1.4\text{GHz}}$	$f_{4.86\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{4.86\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{4.86\text{GHz}}$	$f_{15\text{GHz}}$ mJy	$\log L_{15\text{GHz}}$ WHz <sup>-1</sup>	$q_{15\text{GHz}}$	$\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}}$	$\alpha_{4.86-15\text{GHz}}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)
IRAS 02483 + 4302					12.8	22.82	2.66					
IRAS 03158 + 4227	13.2		23.69	2.59	11.3	23.62	2.66				-0.12	
IRAS 03521 + 0028	6.1		23.46	2.75	4.6	23.34	2.87	1.6	22.88	3.33	-0.22	-0.56
IRAS 08030 + 5243	15.3	15.4	23.33	2.42								
IRAS 08572 + 3915	4.3	4.9	22.46	3.27	5.3	22.55	3.18	3.3	22.34	3.38	0.17	-0.11
IRAS 10035 + 4852	28.1	26.8	23.37	2.33	13.1	23.04	2.67				-0.61	
IRAS 10494 + 4424	21.2	20.7	23.56	2.36	9.5	23.21	2.71	2.8	22.68	3.24	-0.64	-0.85
IRAS 10565 + 2448	57.0	51.8	23.32	2.44	22.2	22.91	2.84				-0.76	
IRAS 11506 + 1331	13.5	13.2	23.65	2.39				1.6	22.72	3.32		-0.90
IRAS 13106 - 0922	3.5		23.34	2.69								
IRAS 13442 + 2321	2.5	1.8	23.02	2.94								
IRAS 14070 + 0525	4.8	5.5	23.86	2.59	2.8	23.62	2.83	0.7	23.03	3.43	-0.45	-0.81
IRAS 15030 + 4835	4.0	3.4	23.60	2.50								
IRAS 16090 - 0139	20.9		23.88	2.36								
IRAS 16334 + 4630	8.9	10.2	23.83	2.29								-0.57
IRAS 18368 + 3549	20.6		23.75	2.20	9.3	23.41	2.54				-0.63	
IRAS 19458 + 0944	14.0		23.45	2.59								
IRAS 20087 - 0308					25.4	23.76	2.39					
IRAS 22542 + 0833	5.1		23.46	2.48				< 0.8				

Tabla 5.7: Continuación.

Nuestra muestra [ $N = 69$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$\log L_{1.4 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.58	25.17	22.77	0.42
$\log L_{4.86 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.13	23.54	22.68	0.24
$\log L_{15 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	22.89	24.06	21.77	0.58
$q_{1.4 \text{ GHz}}$	...	2.30	3.03	0.74	0.39
$q_{4.86 \text{ GHz}}$	...	2.70	3.16	2.29	0.25
$q_{15 \text{ GHz}}$	...	3.00	3.98	1.85	0.54
$\alpha_{1.4-4.86 \text{ GHz}}$	...	-0.61	-0.23	-1.02	0.23
$\alpha_{1.4-15 \text{ GHz}}$	...	-0.70	-0.16	-1.48	0.35

La muestra de Solomon et al. (1997) [ $N = 24$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$\log L_{1.4 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.45	24.16	22.43	0.44
$\log L_{4.86 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.18	23.76	22.22	0.46
$\log L_{15 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	22.84	23.24	22.34	0.27
$q_{1.4 \text{ GHz}}$	...	2.50	3.27	2.00	0.29
$q_{4.86 \text{ GHz}}$	...	2.74	3.18	2.39	0.22
$q_{15 \text{ GHz}}$	...	3.25	3.43	2.88	0.17
$\alpha_{1.4-4.86 \text{ GHz}}$	...	-0.51	0.17	-1.00	0.35
$\alpha_{1.4-15 \text{ GHz}}$	...	-0.73	-0.11	-1.18	0.32

La muestra total [ $N = 93$ ]					
X	Unidades	$\langle X \rangle$	$X_{\max}$	$X_{\min}$	$\sigma_X$
$\log L_{1.4 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.54	25.17	22.43	0.43
$\log L_{4.86 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	23.15	23.76	22.22	0.36
$\log L_{15 \text{ GHz}}$	$\text{WHz}^{-1}$	22.87	24.06	21.77	0.47
$q_{1.4 \text{ GHz}}$	...	2.35	3.27	0.74	0.37
$q_{4.86 \text{ GHz}}$	...	2.72	3.18	2.29	0.23
$q_{15 \text{ GHz}}$	...	3.09	3.98	1.85	0.45
$\alpha_{1.4-4.86 \text{ GHz}}$	...	-0.57	0.17	-1.02	0.29
$\alpha_{1.4-15 \text{ GHz}}$	...	-0.71	-0.11	-1.48	0.33

Tabla 5.8: Valores medios, máximos, mínimos y desviaciones típicas de los principales observables del radiocontinuo para cada una de las muestras estudiadas.

De la tabla 5.8 y de los histogramas de las figuras 5.12, 5.13 y 5.14 se pueden extraer las siguientes conclusiones:

- De todas las galaxias de nuestra muestra, sólo IRAS 17179 + 5444 puede clasificarse como *radio-loud object* (RLO:  $L_{1.4 \text{ GHz}} > 10^{25} \text{ WHz}^{-1}$ ), lo cual nos está indicando que los RLOs son muy raros dentro del conjunto de las LIRGs y las ULIRGs.

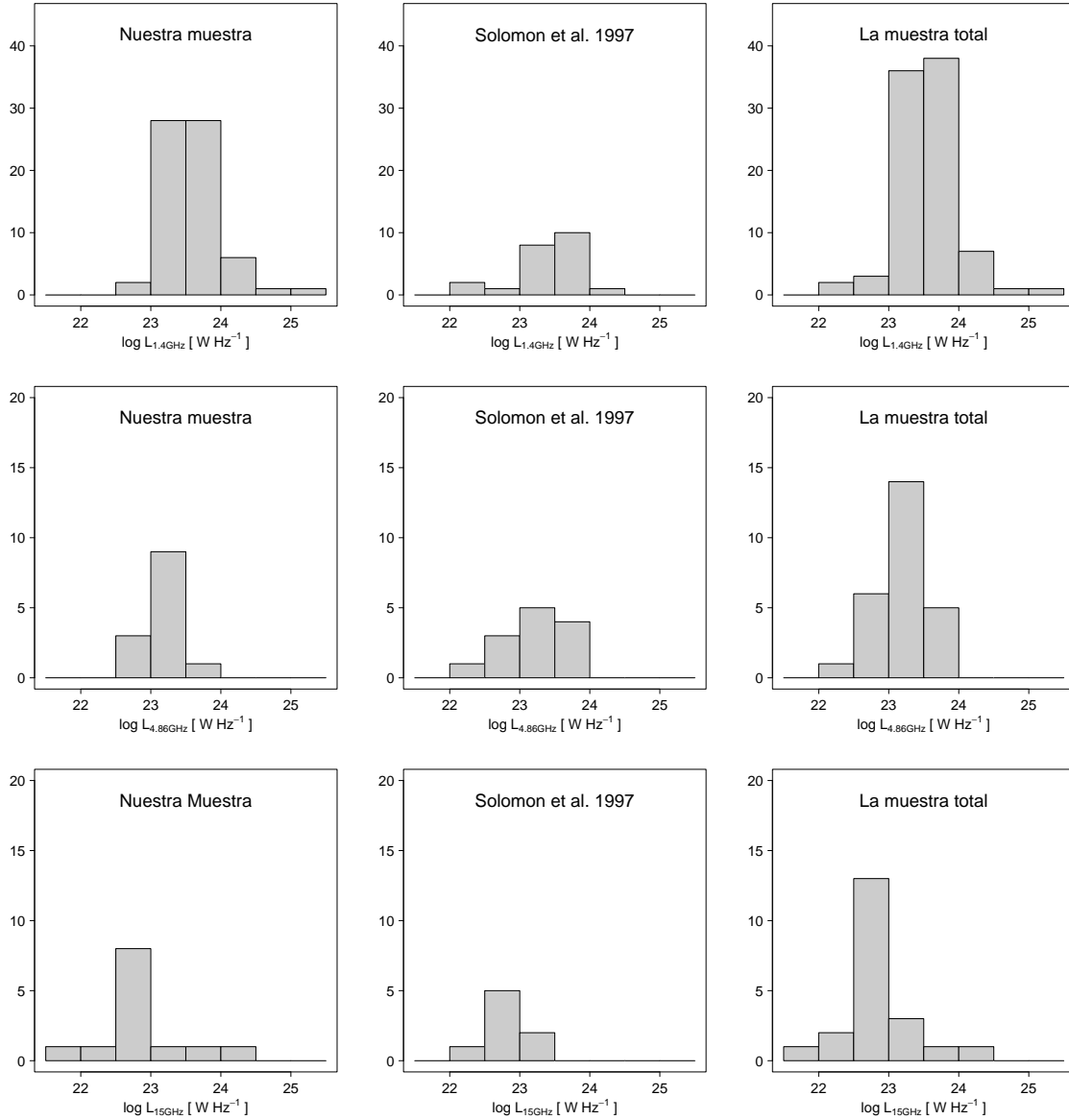


Figura 5.12: Distribuciones de las luminosidades del radiocontinuo a 1.4 GHz, 4.86 GHz y 15 GHz para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra total.

Yun et al. (2001) obtuvieron un resultado similar en una muestra de 1809 galaxias *IRAS*: sólo tres de sus fuentes superaron el límite  $L_{1.4\text{GHz}} > 10^{25} \text{ W Hz}^{-1}$ .

- Los valores medios de  $q_{1.4\text{GHz}}$  y  $q_{4.86\text{GHz}}$  son similares a los encontrados en otras muestras de galaxias menos luminosas ( $2.35 \pm 0.18$  y  $2.75 \pm 0.14$ , respectivamente; Condon & Broderick 1991; Condon 1992; Yun et al. 2001; Condon et al. 2002). Sin embargo, la dispersión en los valores de  $q_{1.4\text{GHz}}$  y  $q_{4.86\text{GHz}}$  es significativamente mayor en nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs. Lo más probable es que esto se de-

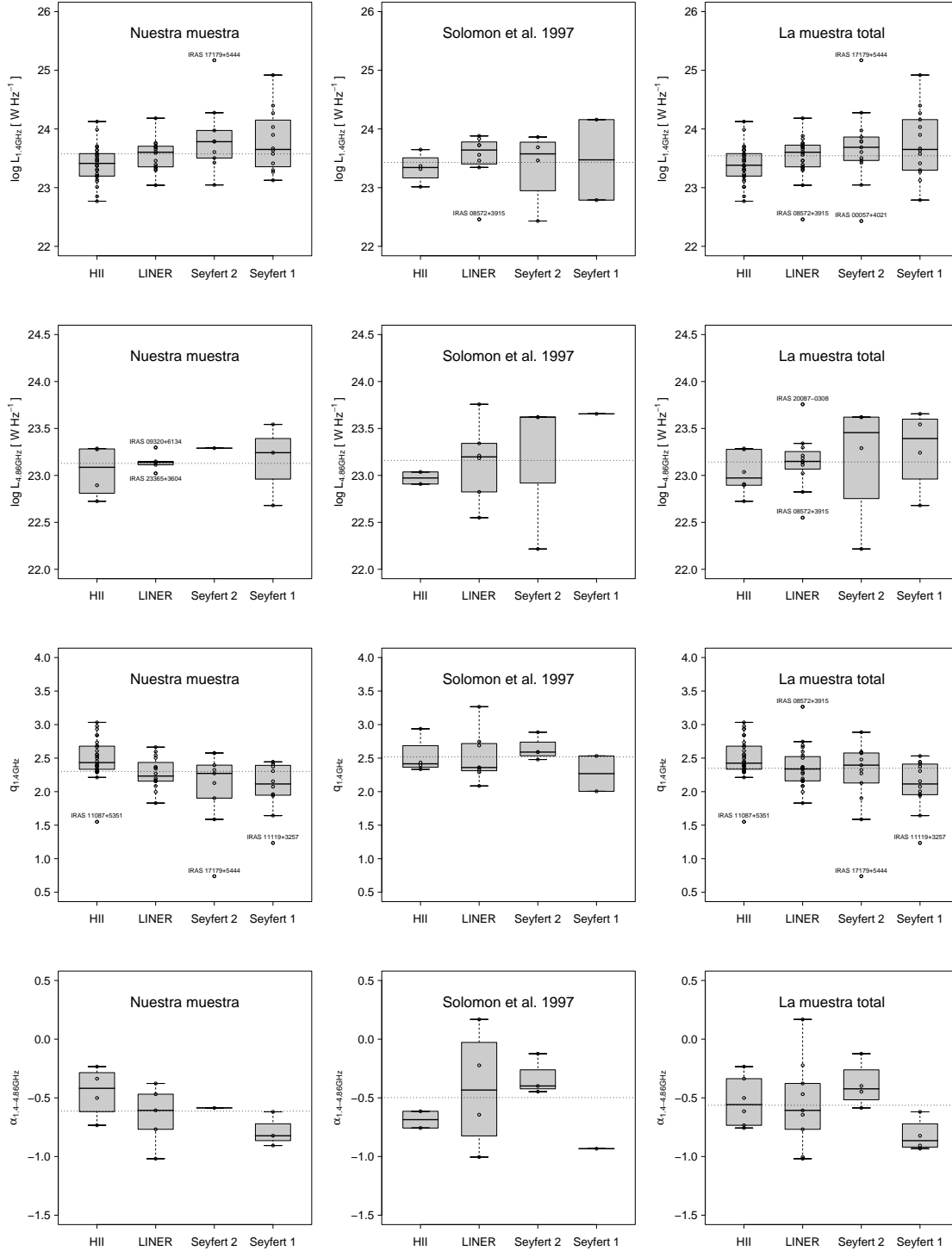


Figura 5.13: Distribuciones en función del tipo de actividad nuclear de los principales observables del radiocontinuo para cada una de las muestras de galaxias estudiadas. Cada caja está definida por tres líneas que marcan los valores de los cuantiles al 25%, el 50% y el 75% de la población. La línea horizontal de puntos indica el valor medio de la distribución. Se han identificado las galaxias con propiedades significativamente distintas de las del grupo al cual pertenecen.

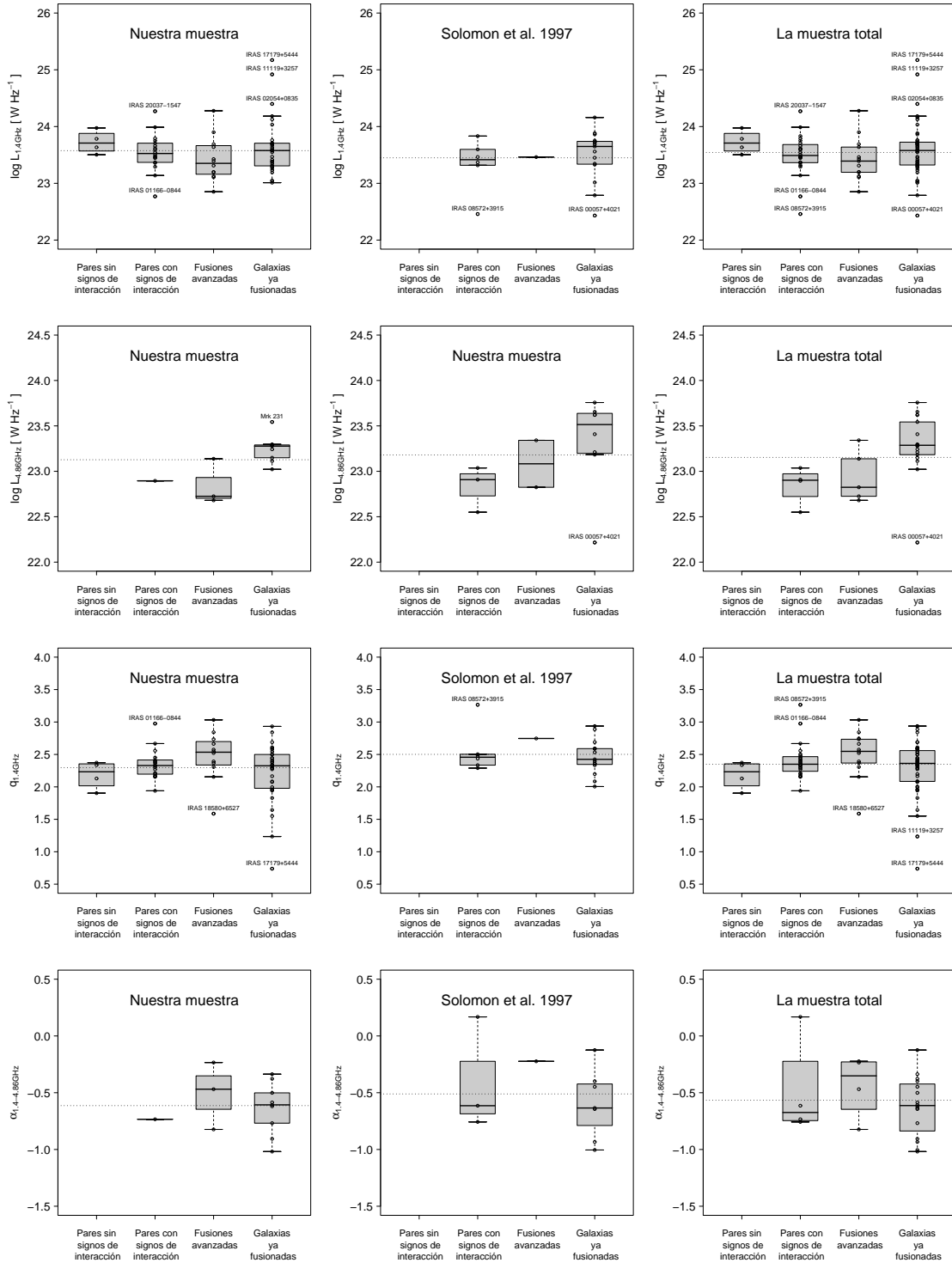


Figura 5.14: Distribuciones en función de la fase de interacción de los principales observables del radiocontinuo para cada una de las muestras de galaxias estudiadas. Cada caja está definida por tres líneas que marcan los valores de los cuantiles al 25 %, el 50 % y el 75 % de la población. La línea horizontal de puntos indica el valor medio de la distribución. Se han identificado las galaxias con propiedades significativamente distintas de las del grupo al cual pertenecen.

ba a que todas nuestras galaxias tienen  $L_{60\mu\text{m}} > 10^{11} L_{\odot}$ , pues se ha demostrado que para esas luminosidades, si bien el valor medio de  $q_{1.4\text{GHz}}$  se mantiene constante, la dispersión aumenta de forma considerable (Yun et al. 2001).

La constancia del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  a lo largo de varios órdenes de magnitud en luminosidad ha llevado a muchos autores a concluir que tanto la emisión del radiocontinuo como la emisión infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs tienen su origen principal en la formación de estrellas masivas, puesto que la emisión radio e infrarroja de las galaxias *normales* de menor luminosidad está claramente relacionada con la formación estelar. Sin embargo, el hecho de que nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs presente una mayor dispersión en el valor del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  que la medida para las galaxias *normales* podría estar indicando todo lo contrario. En general los valores de  $q_{1.4\text{GHz}}$  pequeños se suelen interpretar como un exceso de emisión en el radiocontinuo como consecuencia de la presencia de un AGN en la galaxia. Por otro lado, los valores elevados de  $q_{1.4\text{GHz}}$  pueden ser debidos a un efecto de absorción libre-libre del radiocontinuo (Condon et al. 1991b), lo que de nuevo podría estar asociado a un AGN, aunque en este caso oscurecido. De hecho, esto es lo que parece estar sucediendo en la galaxia IRAS 08572 + 3915 (Prouton et al. 2004), para la que se sospecha que parte de su luminosidad infrarroja pueda venir de un AGN altamente oscurecido (Dudley & Wynn-Williams 1997; Soifer et al. 2000; Imanishi & Dudley 2000; Prouton et al. 2004; Imanishi et al. 2006a).

- En media las galaxias infrarrojas clasificadas en el óptico como de los tipos Seyfert 1 y Seyfert 2 tienen mayores luminosidades a 1.4 GHz que las galaxias HII. Las galaxias LINER presentan luminosidades intermedias. Algo parecido sucede con los valores del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$ , que son mayores para las galaxias HII que para las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER. Según esto, la mayor dispersión del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  encontrada para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs parece estar relacionada con la actividad nuclear de las galaxias, lo cual es bastante lógico, pues se espera que las galaxias con un núcleo activo emitan más en el radiocontinuo para una luminosidad infrarroja dada que las galaxias que no lo tienen, cuya emisión radio e infrarroja se encuentra dominada por la formación estelar. Algo que no parece tan normal es el hecho de que el valor medio del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  para las galaxias HII sea significativamente mayor ( $\sim 2.5$ ) que el encontrado para las galaxias *normales* de menor luminosidad ( $\sim 2.3$ ). Uno esperaría que precisamente las galaxias HII, para las que existen menos dudas de que su emisión infrarroja no se encuentra dominada por un AGN, fueran las que presentaran un valor medio de  $q_{1.4\text{GHz}}$



más parecido al encontrado para las galaxias *normales*. Esto no sucede en nuestra muestra, lo cual plantea serias dudas sobre la constancia del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  en las LIRGs y las ULIRGs y sobre la utilidad de este tipo de cocientes para detectar la presencia o no de un AGN en la galaxia y su posible contribución a la luminosidad infrarroja total.

Recientemente Bressan et al. (2002) han estudiado el comportamiento del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  en función de las características de la formación estelar en las galaxias *starburst* mediante el modelado de su emisión radio e infrarroja. En su análisis encontraron que el valor del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  se mantiene constante siempre y cuando la tasa de formación estelar (SFR) de la galaxia no varíe significativamente en el tiempo. Esta condición se cumple en general para las galaxias espirales y las galaxias *starburst*. Sin embargo, cuando la SFR cambia de forma brusca en el tiempo como consecuencia de un brote esporádico de la formación estelar, el factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  muestra una fuerte dependencia con la edad del brote. Esto es debido a que la emisión infrarroja y la emisión del radiocontinuo presentan tiempos de reacción diferentes. En ese caso el factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  sería una medida del cociente entre la SFR actual y su valor medio en las últimas decenas de millones de años. De ser ciertos estos resultados, podrían explicar por un lado la mayor dispersión de los valores del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  observada en las LIRGs y las ULIRGs y, por otro lado, el valor medio de  $q_{1.4\text{GHz}}$  medido en las galaxias HII, significativamente mayor que el observado en las galaxias *normales* de menor luminosidad. La mayor dispersión provendría de que las LIRGs y las ULIRGs deben de su emisión a brotes de formación estelar, con lo que los valores del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  cambiarían en función de la edad de los brotes; mientras que el mayor valor medio de  $q_{1.4\text{GHz}}$  en las galaxias HII nos estaría indicando que sus brotes de formación estelar son muy jóvenes ( $t < 25\text{Myr}$ , ver la figura 8 de Bressan et al. 2002). Hay que aclarar que este razonamiento supone que la emisión radio e infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs tiene su origen principal en la formación estelar, lo cual puede ser cierto para las galaxias HII, pero no necesariamente para las galaxias LINER, Seyfert 2 y Seyfert 1.

- El valor medio del índice espectral  $\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}} = -0.57$  en nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs es consistente con el índice espectral de la emisión sincrotrón ( $\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}} \sim -0.7$ ), aunque puede tomar valores desde  $-1$  hasta  $+0.2$ . Este resultado es muy parecido al obtenido por Clemens et al. (2008) en una muestra similar de galaxias infrarrojas. La falta de un número significativo de fuentes detectadas a 1.4 y 4.86 GHz en cada uno de los subgrupos de actividad nuclear nos ha impedido

estudiar la posible variación del índice espectral  $\alpha_{1.4-4.86\text{GHz}}$  con el tipo de actividad nuclear de las LIRGs y las ULIRGs.

### 5.3.3. Propiedades del gas molecular frente a la emisión infrarroja

Como ya se mencionó en la introducción, el objetivo principal de este estudio es comprobar si las propiedades del gas molecular varían de forma significativa en las LIRGs y las ULIRGs dependiendo de su tipo de actividad nuclear o de su fase de interacción. La dispersión observada entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  en la muestra de galaxias infrarrojas de Solomon et al. (1997) hacía pensar que esto efectivamente podía estar sucediendo. Sin embargo, la muestra de Solomon et al. (1997) no contaba un número suficiente de galaxias en cada uno de los distintos tipos de actividad nuclear y fases de interacción como para permitir comprobar dicha posibilidad. Debido a esto, nuestro grupo realizó nuevas observaciones de la línea CO(1–0) en una muestra mayor de LIRGs y ULIRGs, seleccionada de tal forma que incluyera un número estadísticamente significativo de galaxias en cada uno de los distintos tipos de actividad nuclear y fases de interacción. Dichas observaciones son las que se han venido analizando a lo largo de todo este capítulo.

En la figura 5.15a se ha representado cómo varía la luminosidad infrarroja en función de la luminosidad de la línea CO(1–0) para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs, la muestra de Solomon et al. (1997) y la muestra de galaxias espirales normales ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), LIRGs y ULIRGs estudiada por Gao & Solomon (2004a,b). Esta figura es prácticamente igual que la figura 3.2a, con la única excepción de que hemos incluido nuestras nuevas observaciones de CO. Las conclusiones que se pueden extraer de esta figura son también muy parecidas a las que ya discutimos en la sección 3.2.2. Las galaxias infrarrojas no siguen la correlación lineal entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  definida por las galaxias espirales normales y tienen luminosidades infrarrojas mucho mayores de las que les correspondería por su luminosidad de CO. Esto se traduce en que la eficiencia de formación estelar de su gas molecular ( $\propto L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ ) es como mínimo un orden de magnitud mayor que en las galaxias espirales de menor luminosidad (figura 5.15b). De hecho, la mayoría de las ULIRGs tienen valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  mucho mayores de los observados nunca en las nubes moleculares gigantes de nuestra galaxia (regiones sombreadas en las figuras 5.15a y 5.15b).

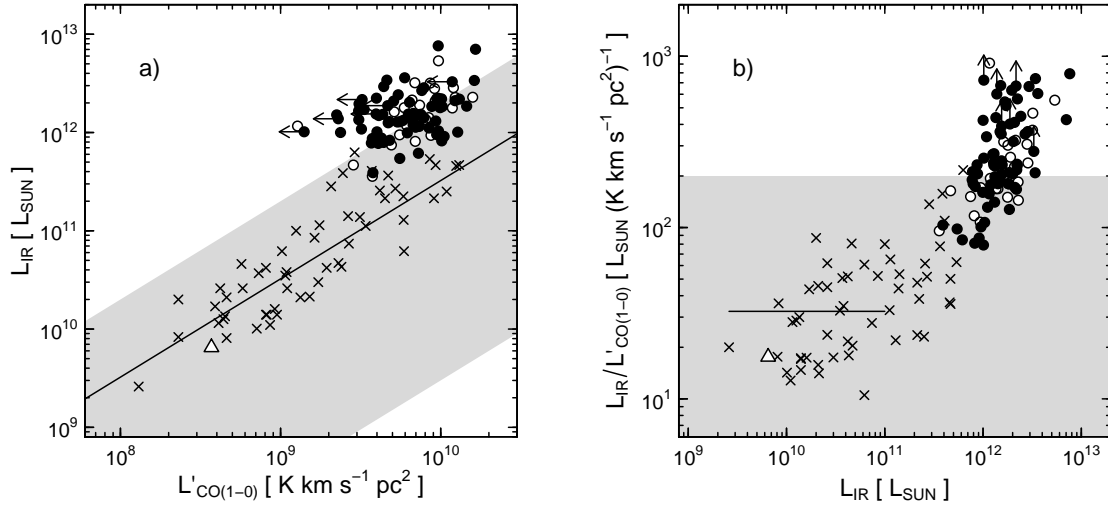


Figura 5.15: *a)* Luminosidad infrarroja ( $\propto$  SFR) frente a la luminosidad de la línea CO(1–0) ( $\propto M_{\text{gas}}$ ) para nuestra muestra de galaxias (puntos negros), la muestra de LIRGs y ULIRGs de Solomon et al. (1997, círculos), la muestra de galaxias espirales normales ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), LIRGs y ULIRGs de Gao & Solomon (2004a,b, aspas) y la Vía Láctea (Solomon & Rivolo 1989; Scoville & Good 1989, triángulo blanco). La región sombreada indica el rango de valores del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  medido en varias muestras de nubes moleculares gigantes de nuestra galaxia (Myers et al. 1986; Mooney & Solomon 1988; Scoville & Good 1989; Mead et al. 1990; Carpenter et al. 1990). La línea continua representa el valor medio del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  de la submuestra de galaxias espirales normales de Gao & Solomon (2004a,b). *b)* Igual que *a)* pero para el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  ( $\propto$  SFE) frente a  $L_{\text{IR}}$ .

En la sección 3.2.2 vimos que estos resultados se pueden interpretar de varias formas. Por un lado, pueden estar indicando que parte de la emisión infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs proviene de un AGN oscurecido, lo que desplazaría a estas galaxias de la recta definida por las galaxias espirales de menor luminosidad. Por otro lado, también pueden estar indicando que las propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs difieren de las propiedades del gas molecular en las galaxias espirales normales y que estas diferencias hacen que su gas molecular forme estrellas de una manera mucho más eficiente. Una prueba de esto último sería el hecho de que los cocientes  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  sean mayores en las galaxias infrarrojas (§ 3.3.1).

En la figura 5.16 hemos vuelto a representar las figuras 5.15a y 5.15b para nuestra muestra de galaxias infrarrojas y la muestra de Solomon et al. (1997), pero en este caso hemos diferenciado entre los distintos tipos de actividad nuclear y fases de interacción. A grandes rasgos, las galaxias más luminosas en el infrarrojo suelen tener también mayores luminosidades de CO, aunque la correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  es muy débil. La dispersión entre estas dos magnitudes es mayor incluso que la detectada inicialmente

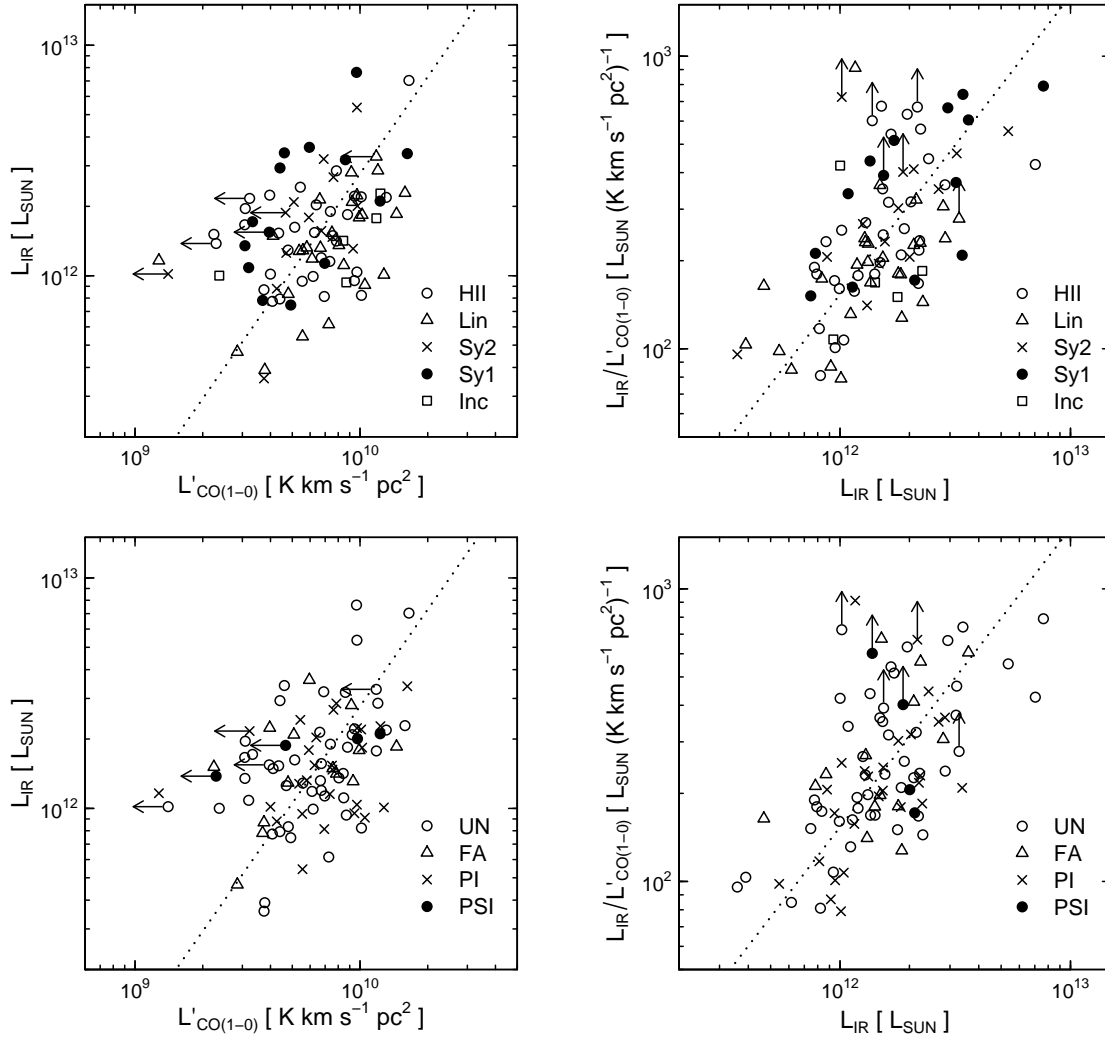


Figura 5.16:  $L_{\text{IR}}$  frente a  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a  $L_{\text{IR}}$  para la muestra total de LIRGs y ULIRGs en función del tipo de actividad nuclear (HII = Galaxias HII, Lin = LINER, Sy2 = Seyfert 2, Sy1 = Seyfert 1, Inc = galaxias sin clasificación óptica) y la fase de interacción (UN = núcleo simple o galaxias prácticamente fusionadas, FA = galaxias en un avanzado estado de fusión, PI = par de galaxias en interacción, PSI = par de galaxias sin signos claros de interacción). Las líneas de puntos muestran los resultados de los respectivos ajustes ortogonales.

por Solomon et al. (1997). Sin embargo, y en contra de lo que esperábamos en un principio, esta dispersión no se debe a la mayor variedad de tipos de actividad nuclear y fases de interacción de nuestra muestra, pues no se aprecia de forma clara ninguna diferenciación por grupos. La aparente correlación entre  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$  no es más que un efecto de la falta de correlación entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$ . Para mostrar este efecto hemos creado dos distribuciones gaussianas totalmente independientes,  $x$  e  $y$ , con los valores medios y las desviaciones estándar de las distribuciones de  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$  de la muestra

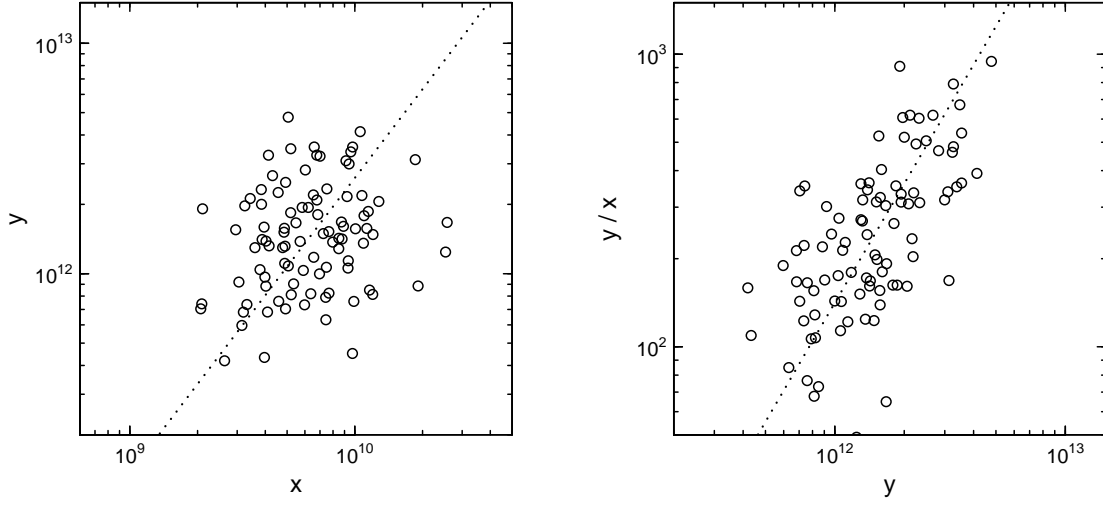


Figura 5.17: Ejemplo de falsa correlación entre dos distribuciones gaussianas  $x$  e  $y$  totalmente independientes construidas con los valores medios y las desviaciones estándar de las distribuciones de  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$  de nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs. Las líneas de puntos muestran los resultados de los respectivos ajustes ortogonales.

total de LIRGs y ULIRGs. En la figura 5.17 se ha representado a un lado y frente a  $x$ , y al otro lado  $y/x$  frente a  $y$ . Los resultados son similares a los observados en la figura 5.16, por lo que descartamos cualquier tipo de dependencia entre  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$  que no sea la dependencia lineal obvia entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L_{\text{IR}}$ .

Uno de los resultados más interesantes de nuestro estudio se muestra en la figura 5.18a, en la que hemos representado para la muestra total de galaxias infrarrojas el cociente de luminosidades  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a la anchura a media altura del ajuste gaussiano de la línea CO(1–0),  $\Delta V_{\text{G}}$ . Puede verse que, exceptuando la galaxia HII IRAS 20414–1651, todas las galaxias infrarrojas con  $\Delta V_{\text{G}} > 300 \text{ km s}^{-1}$  presentan a su vez valores del cociente de luminosidades  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  menores de  $280 L_{\odot} L'^{-1}$ , mientras que las galaxias con  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)} > 280 L_{\odot} L'^{-1}$  tienen perfiles de CO estrechos con  $\Delta V_{\text{G}} < 300 \text{ km s}^{-1}$ . Las luminosidades infrarrojas de algunas de las galaxias de la figura 5.18a son en realidad cotas superiores a su valor verdadero, debido a que por lo menos una de sus densidades de flujo a 12, 25, 60 y  $100 \mu\text{m}$  no fue detectada por *IRAS*. En la figura 5.18b se ha vuelto a representar el cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a  $\Delta V_{\text{G}}$ , pero en este caso sólo para aquellas galaxias con las cuatro densidades de flujo *IRAS* bien determinadas. Aunque el número de puntos es ahora mucho menor, la tendencia observada en la figura 5.18a se mantiene, por lo que podemos considerarla real.

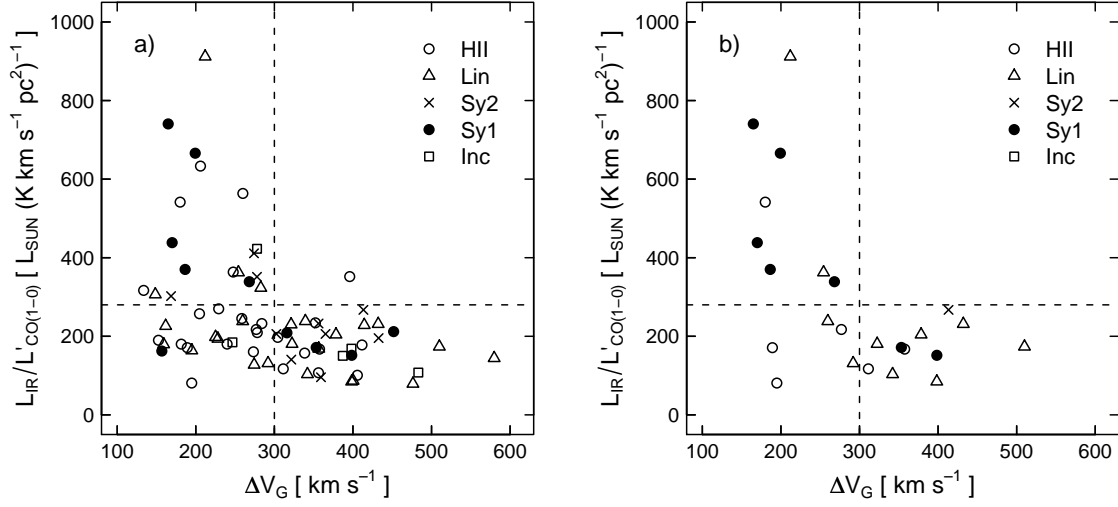


Figura 5.18: *a)*  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a la anchura a media altura del ajuste gaussiano de la línea CO(1–0),  $\Delta V_G$ , para la muestra total de LIRGs y ULIRGs en función del tipo de actividad nuclear (HII = Galaxias HII, Lin = LINER, Sy2 = Seyfert 2, Sy1 = Seyfert 1, Inc = galaxias sin clasificación óptica). Las rectas horizontal y vertical marcan los valores  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)} = 280 L_{\odot} L'^{-1}$  y  $\Delta V_G = 300 \text{ km s}^{-1}$ , respectivamente. *b)* lo mismo que *a)* pero sólo se han representado aquellas galaxias en las que las cuatro densidades de flujo *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  están bien determinadas.

En varias ocasiones a lo largo de este capítulo hemos encontrado que era posible explicar alguno de los resultados observados en nuestra muestra de galaxias infrarrojas a través de un fenómeno de absorción sobre la emisión de la galaxia producido por el disco o toroide de polvo y gas molecular trazado por la emisión de la línea CO(1–0). La anchura del perfil de CO la interpretamos en esos casos como una medida de la inclinación del disco/toroide de gas molecular, de tal forma que cuanto mayor es la inclinación, tanto mayor es la anchura del perfil y tanto mayor es la opacidad del medio en la dirección de observación. Lo más probable es que las tendencias observadas en las figuras 5.18a y 5.18b no sean sino una manifestación más de este efecto. Las galaxias con mayores anchuras de la línea CO(1–0) son también las que sufren una mayor absorción de su emisión infrarroja, por lo que sus cocientes de luminosidades  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  son sistemáticamente menores. Para que el efecto de la absorción dependa de forma significativa de la inclinación del disco/toroide de gas molecular es necesario que la emisión infrarroja provenga de una región situada en el centro de la galaxia, con un tamaño mucho menor que el de la distribución del gas molecular.

Con el fin de estudiar este resultado en más detalle, en la figura 5.19 hemos representado las luminosidades monocromáticas *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  de la muestra total

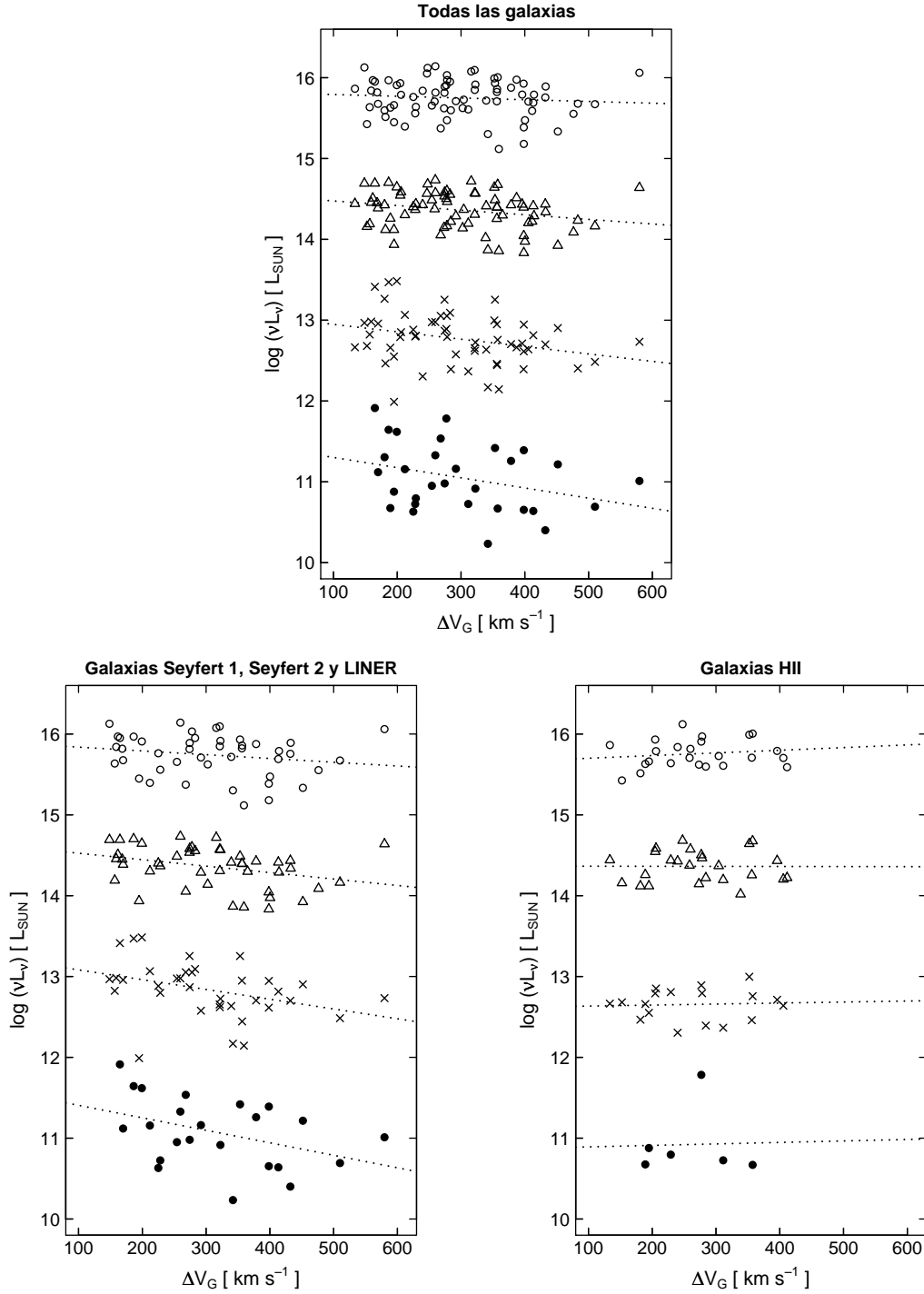


Figura 5.19: Anticorrelaciones entre las luminosidades infrarrojas *IRAS* a 12  $\mu\text{m}$  (puntos negros), 25  $\mu\text{m}$  (aspas), 60  $\mu\text{m}$  (triángulos) y 100  $\mu\text{m}$  (círculos) y la anchura a media altura del ajuste gaussiano de la línea CO(1–0),  $\Delta V_G$ . Las luminosidades a 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  se han desplazado respectivamente 1.5, 2.5 y 4 unidades en el eje y para evitar el solapamiento. Las líneas de puntos muestran los resultados de los respectivos ajustes ortogonales.

de galaxias infrarrojas en función de la anchura a media altura de la línea CO(1–0). Se han representado únicamente aquellas galaxias para las que se dispone de una buena detección de CO, de tal modo que las galaxias detectadas de forma tentativa no se han incluido. También se han eliminado los puntos para los cuales el valor de la densidad de flujo *IRAS* es una cota superior al valor verdadero (factor de calidad *IRAS* igual a uno). Esto explica el hecho de que existan muchos más puntos a 60  $\mu\text{m}$  que a 12  $\mu\text{m}$ . Algunas de nuestras galaxias se han observado también con el satélite *ISO* en las bandas centradas a 12, 25 y 60  $\mu\text{m}$  (Klaas et al. 2001). Para esas galaxias se han adoptado prioritariamente las densidades de flujo determinadas con *IRAS* y sólo se han tomado las densidades de flujo del satélite *ISO* cuando las densidades de flujo de *IRAS* eran cotas superiores al valor verdadero. Puede verse en la figura 5.19 que las luminosidades monocromáticas de las galaxias infrarrojas disminuyen a medida que aumenta la anchura de la línea CO(1–0) y que la disminución es mucho más pronunciada para las longitudes de onda más cortas. Esto es lo que uno esperaría de ser cierta la interpretación del efecto de absorción sobre la emisión infrarroja de las galaxias, pues si el polvo interestelar en las LIRGs y las ULIRGs tiene las mismas propiedades que en la Vía Láctea,  $\tau_{12\mu\text{m}} > \tau_{25\mu\text{m}} > \tau_{60\mu\text{m}} > \tau_{100\mu\text{m}}$  (e.g., Draine 2003).

Además de las anticorrelaciones entre  $vL_v$  y  $\Delta V_G$ , en la figura 5.19 se puede ver cómo, aparentemente, las galaxias HII se comportan de forma distinta a como lo hacen el resto de los tipos de actividad nuclear (galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER). Para estas galaxias la anticorrelación no existe y no se aprecia ningún tipo de dependencia entre sus luminosidades infrarrojas y la anchura de la línea CO(1–0). Tampoco hemos encontrado ningún tipo de diferenciación entre cada una de las distintas fases de interacción, lo que nos estaría indicando que las anticorrelaciones observadas no son una consecuencia de la fase de evolución de la interacción. En caso de tratarse de un sesgo producido por la selección de la muestra, éste debería ser común a las dos muestras (la nuestra y la de Solomon et al. 1997), pues las anticorrelaciones se observan en ambas por igual.

Una forma de reducir la dispersión en las anticorrelaciones de la figura 5.19 es dividiendo las luminosidades monocromáticas a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  por la luminosidad de la línea CO(1–0). El resultado de hacer esto se puede ver en la figura 5.20. La mejora en las anticorrelaciones a 60 y 100  $\mu\text{m}$  es debida a que parte de la dispersión de la figura 5.19 tiene su origen en el hecho de que no todas las galaxias poseen la misma luminosidad intrínseca. Al dividir por  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  hemos anulado parte de esa dependencia porque las galaxias más luminosas suelen tener también mayores cantidades de gas



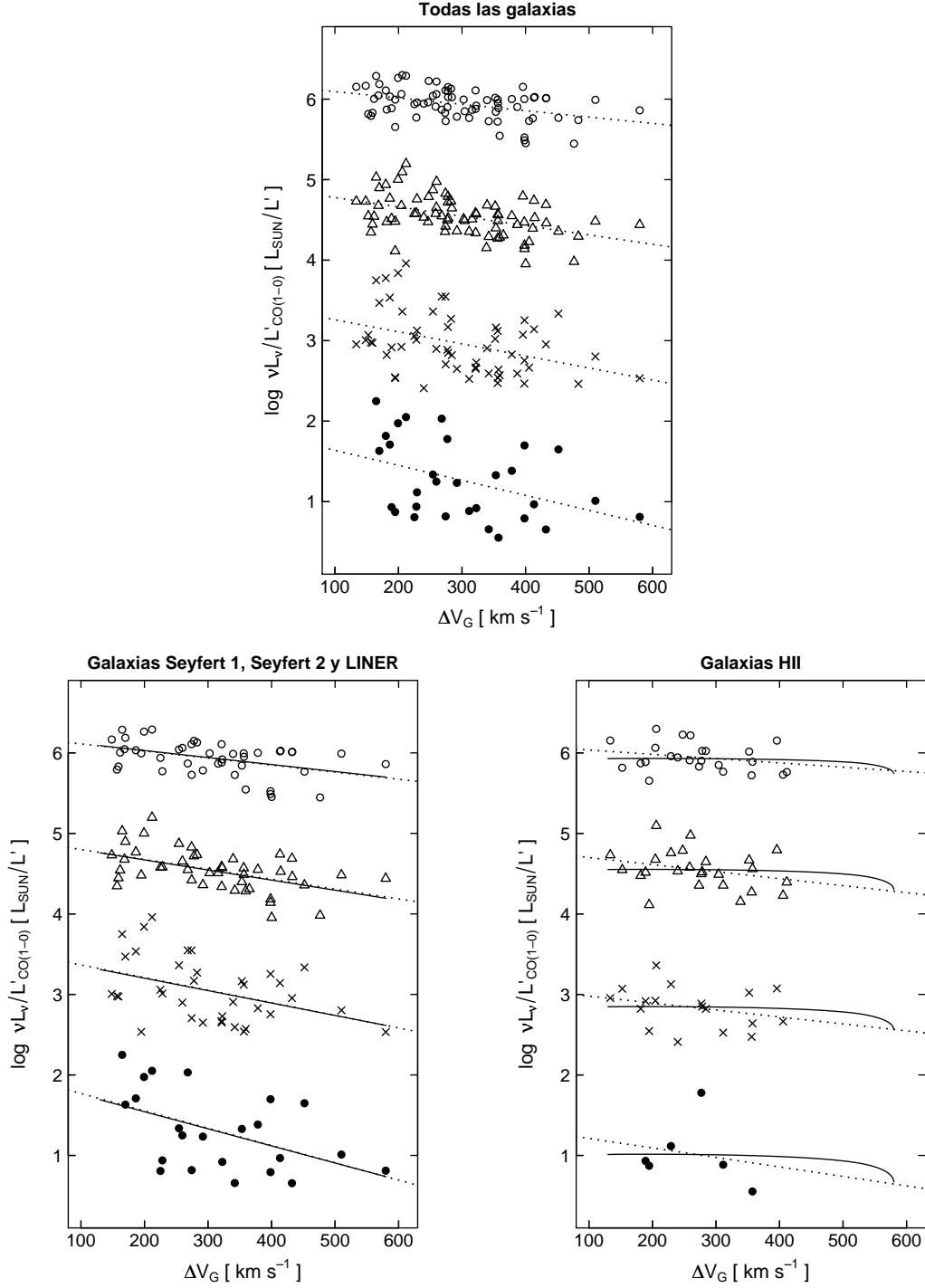


Figura 5.20: Anticorrelaciones entre los cocientes de luminosidades  $vL_v/L'_{CO(1-0)}$  a 12  $\mu m$  (puntos negros), 25  $\mu m$  (aspas), 60  $\mu m$  (triángulos) y 100  $\mu m$  (círculos) y la anchura a media altura del ajuste gaussiano de la línea CO(1-0),  $\Delta V_G$ . Los cocientes de luminosidades a 25, 60 y 100  $\mu m$  se han desplazado respectivamente 1.5, 2.5 y 4 unidades en el eje y para evitar el solapamiento. Las líneas de puntos muestran los resultados de los respectivos ajustes ortogonales. Las líneas continuas de las dos últimas figuras muestran los mejores ajustes de los modelos de emisión infrarroja concentrada y distribuida respecto al toroide/disco de CO descritos en los apéndices A, B y C.

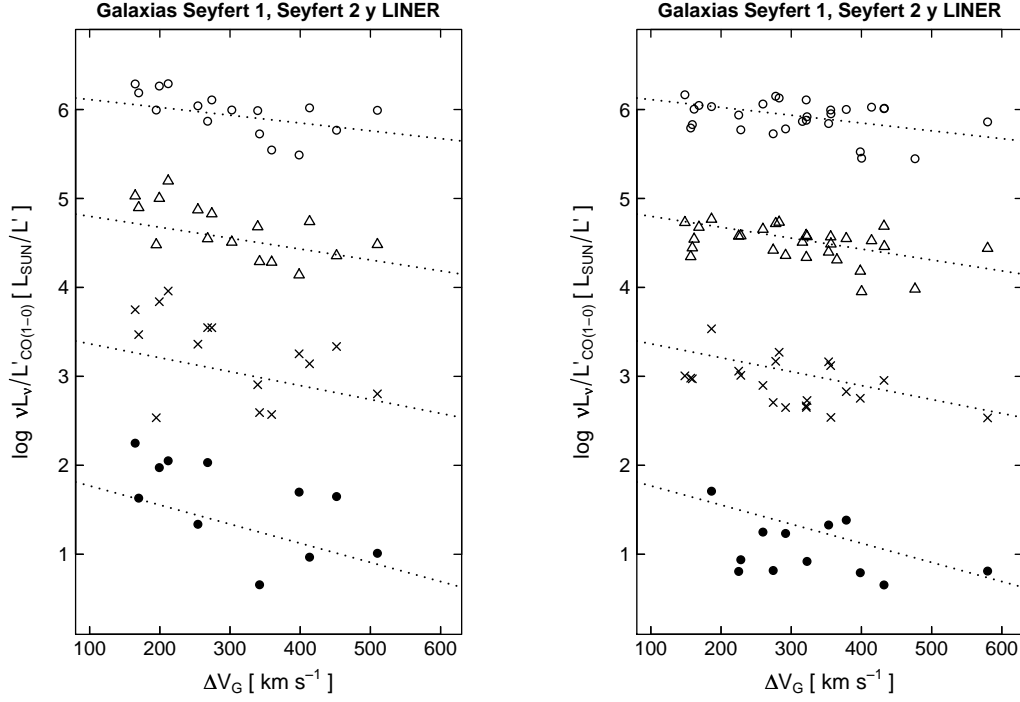


Figura 5.21: Anticorrelaciones entre los cocientes de luminosidades  $vL_v/L'_{\text{CO}(1-0)}$  a 12  $\mu\text{m}$  (puntos negros), 25  $\mu\text{m}$  (aspas), 60  $\mu\text{m}$  (triángulos) y 100  $\mu\text{m}$  (círculos) y la anchura a media altura del ajuste gaussiano de la línea  $\text{CO}(1-0)$ ,  $\Delta V_G$ , para las galaxias de los tipos de actividad nuclear Seyfert 1, Seyfer 2 y LINER. Se ha separado entre las galaxias con  $L'_{\text{CO}(1-0)} < 5.5 \times 10^9 L'$  (izquierda) y  $L'_{\text{CO}(1-0)} > 5.5 \times 10^9 L'$  (derecha). Los cocientes de luminosidades a 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  se han desplazado respectivamente 1.5, 2.5 y 4 unidades en el eje y para evitar el solapamiento. Las líneas de puntos muestran los resultados de los respectivos ajustes ortogonales al conjunto de datos de la muestra total de galaxias, sin diferenciar por luminosidades de CO.

molecular. Sin embargo, pese a haber dividido por  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  la dispersión en las anticorrelaciones a 12 y 25  $\mu\text{m}$  sigue siendo considerable. La causa principal de esto es que para una inclinación dada, la opacidad del medio interestelar depende de la cantidad de gas molecular de la galaxia (figura 5.21). Dado que la opacidad disminuye con la longitud de onda, este último efecto es mucho más importante a 12 y 25  $\mu\text{m}$  que a 60 y 100  $\mu\text{m}$ .

De forma cualitativa, el efecto de absorción de la emisión infrarroja descrito anteriormente explica muy bien el comportamiento observado en las galaxias de tipo Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER, pero deja sin explicar el comportamiento de las galaxias HII. En estas galaxias la intensidad de la emisión infrarroja es independiente de la anchura de la línea de CO. Según esta interpretación, esto querría decir que su opacidad en el rango infrarrojo no es muy elevada, lo cual entra en contradicción con el hecho de que la cantidad de gas molecular de las galaxias HII es semejante a la del resto de los tipos de

actividad nuclear (ver la figura 5.6). Otra posibilidad es que la distribución relativa de la emisión infrarroja y el gas molecular sea diferente en las galaxias HII y las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER. Por ejemplo, la dependencia de los efectos de la opacidad con la inclinación del disco de gas molecular disminuye si se considera que la emisión infrarroja de las galaxias HII se encuentra distribuida de manera uniforme a lo largo de todo el disco de CO.

Con el fin de calcular de forma cuantitativa los efectos de la absorción del polvo sobre la emisión infrarroja de las LIRGs y ULIRGs, hemos elaborado dos modelos de absorción de la emisión infrarroja para estas galaxias. El primero, al que hemos llamado modelo de emisión infrarroja concentrada, supone que toda la emisión infrarroja de la galaxia se encuentra concentrada en el centro de un toroide de gas y polvo en rotación trazado por la emisión de la línea CO(1–0). El segundo, al que hemos llamado modelo de emisión infrarroja distribuida, supone que las fuentes de emisión infrarroja se encuentran distribuidas a lo largo de todo el disco de CO. Estos dos modelos están explicados en más detalle en los apéndices A, B y C. Los resultados de sus respectivos ajustes a los datos experimentales de las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER, y las galaxias HII se han representado mediante líneas continuas en los dos últimos paneles de la figura 5.20.

Las conclusiones extraídas de los ajustes son muy importantes en lo que se refiere a la distribución del gas molecular y el origen de la emisión infrarroja en las LIRGs y las ULIRGs. Según estos modelos, el conjunto total de las galaxias infrarrojas se puede dividir en dos grupos bien diferenciados, dependiendo de la distribución relativa de las fuentes de emisión infrarroja y el gas molecular. El primer grupo estaría compuesto por las galaxias clasificadas en el óptico como de tipo HII. En estas galaxias la luminosidad infrarroja estaría distribuida a lo largo de todo el disco de gas molecular y la mayor parte de su emisión infrarroja se debería a la formación de estrellas. En el segundo grupo se encontrarían las galaxias de los tipos de actividad nuclear Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER. Estas galaxias tendrían la mayor parte de su emisión infrarroja concentrada en el centro de un toroide de gas y polvo. El origen de su emisión infrarroja no está tan claro, podría ser un *starburst* circunuclear, la emisión del disco de acreción de un agujero negro supermasivo o la acción combinada de ambos fenómenos. Las opacidades a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  deducidas del modelo de emisión infrarroja concentrada son muy elevadas ( $\tau_{12\mu\text{m}} \simeq 2.2$ ,  $\tau_{25\mu\text{m}} \simeq 1.6$ ,  $\tau_{60\mu\text{m}} \simeq 1.3$  y  $\tau_{100\mu\text{m}} \simeq 0.9$  para la máxima inclinación del toroide), lo que concuerda con que muchas de estas fuentes sean opacas incluso a

longitudes de onda radio o en rayos X (e.g., Condon et al. 1991b; Vignati et al. 1999; Risaliti et al. 2000; Clemens et al. 2008).

## 5.4. Conclusiones finales

A lo largo de todo este capítulo hemos estudiado las propiedades infrarrojas, radio y del gas molecular de un conjunto de 93 galaxias luminosas y ultraluminosas en el infrarrojo. Su clasificación en términos de su actividad nuclear y de su fase de interacción nos ha permitido descubrir muchas características y propiedades de estas galaxias que de otra forma habrían pasado desapercibidas. El catálogo resultante contiene sus características y clasificaciones basadas en datos homogéneos obtenidos tras una exhaustiva revisión de la bibliografía (tablas 5.1, 5.2, 5.3, 5.5 y 5.7). A continuación enumeramos los resultados más relevantes:

- Hemos observado la emisión de la línea CO(1–0) en una muestra de 69 galaxias infrarrojas (principalmente ULIRGs) con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, situado en el observatorio de Pico de Veleta, Granada. De las 69 galaxias observadas se detectaron un total de 63, de las cuales 8 fueron detecciones tentativas. Con estas observaciones se ha aumentado en más de un factor dos el número de galaxias ultraluminosas en el infrarrojo detectadas en CO. A esta muestra le añadimos las observaciones de Solomon et al. (1997), realizadas también con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, dando lugar a una muestra final de 93 LIRGs y ULIRGs. Hemos determinado las características de su emisión aplicando criterios uniformes a la muestra total.
- Hemos confirmado que las LIRGs y las ULIRGs poseen enormes cantidades de gas molecular en su interior. A modo de comparación, las galaxias infrarrojas tienen en media unas tres veces el contenido de gas molecular de la Vía Láctea. Parece existir una ligera correlación entre la luminosidad de la línea CO(1–0) y la fase de interacción de la galaxia. Los pares de galaxias tienen en media mayores luminosidades de CO que el resto de las fases de interacción. Esto nos podría estar indicando que el gas molecular se va consumiendo a medida que avanza el estado de la interacción.
- Hemos confirmado algunas de las predicciones del modelo unificado (Antonucci 1993) en nuestra muestra de galaxias Seyfert 1 y Seyfert 2: no hemos encontrado

diferencias significativas en sus masas de gas molecular, ni en sus luminosidades en el infrarrojo lejano y el radiocontinuo. Sin embargo, sí hemos encontrado diferencias en las anchuras a media altura de sus perfiles de CO (las galaxias Seyfert 2 tienen perfiles más anchos que las galaxias Seyfert 1) y en sus luminosidades infrarrojas a 12 y 25  $\mu\text{m}$  (en media las dos son más intensas en las galaxias Seyfert 1). Hemos interpretado estas diferencias como un efecto de la opacidad del disco/toroide de gas molecular de las galaxias sobre la radiación infrarroja. En las galaxias Seyfert 2 dicho disco se encontraría más inclinado respecto al plano de observación que en las galaxias Seyfert 1, por lo que la opacidad sería mayor en las primeras.

- Los valores medios de  $q_{1.4\text{GHz}}$  y  $q_{4.86\text{GHz}}$  de nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs son similares a los encontrados en otras muestras de galaxias menos luminosas, pero la dispersión en los valores de  $q_{1.4\text{GHz}}$  y  $q_{4.86\text{GHz}}$  es mayor en nuestra muestra.
- Hemos encontrado que el valor medio del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  de las galaxias HII es significativamente mayor ( $\sim 2.5$ ) que el encontrado en galaxias menos luminosas ( $\sim 2.3$ ), en las que la formación estelar domina las emisión radio e infrarroja. Hemos explicado este resultado a partir de los modelos de *starburst* de Bressan et al. (2002), según los cuales el mayor valor medio del factor  $q_{1.4\text{GHz}}$  en las galaxias HII nos estaría indicando que la emisión infrarroja en estas galaxias se debe a brotes de formación estelar y que estos brotes son muy jóvenes ( $t < 25\text{Myr}$ ).
- Con nuestras observaciones hemos confirmado que las galaxias infrarrojas tienen valores del cociente de luminosidad  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  superiores en más de un orden de magnitud a los de las galaxias espirales ricas en gas molecular. De hecho, la mayoría de las ULIRGs tienen cocientes  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  mucho mayores de los observados nunca en las nubes moleculares gigantes de nuestra galaxia.
- La correlación entre la luminosidad infrarroja total y la luminosidad de la línea CO(1–0) es muy débil en nuestra muestra de galaxias infrarrojas. En contra de lo que esperábamos en un principio, la dispersión entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  no parece deberse a la gran variedad de tipos de actividad nuclear y fases de interacción incluidos en la muestra.
- Por último, hemos detectado la existencia de una anticorrelación entre las luminosidades infrarrojas a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  y la anchura a media altura de la línea CO(1–0) para las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER. La explicación más sencilla que hemos encontrado es que las anticorrelaciones se deban a un efecto de la opacidad del polvo sobre la emisión infrarroja de las galaxias. Mediante modelos

simples hemos encontrado que el conjunto total de las galaxias infrarrojas se puede dividir en dos grupos bien diferenciados, dependiendo de la distribución relativa de las fuentes de la emisión infrarroja y el gas molecular. El primer grupo estaría compuesto por las galaxias clasificadas en el óptico como de tipo HII. En estas galaxias la luminosidad infrarroja estaría distribuida a lo largo de todo el disco de gas molecular y la mayor parte de su emisión infrarroja se debería a la formación de estrellas. En el segundo grupo se encontrarían las galaxias de los tipos de actividad nuclear Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER. Estas galaxias tendrían la mayor parte de su emisión infrarroja concentrada en el centro de un toroide de gas y polvo. El origen de su emisión infrarroja no está tan claro, podría ser un *starburst* circunuclear, la emisión del disco de acreción de un agujero negro supermasivo o la acción combinada de ambos fenómenos.

## 6 Distribución del gas molecular en IRAS 10190+1322

Las observaciones interferométricas de la emisión de CO realizadas a lo largo de los últimos veinte años en varias muestras de galaxias ultraluminosas en el infrarrojo han demostrado que la mayor parte de su gas molecular se suele concentrar en los kiloparsecs centrales de las galaxias, distribuido en forma de discos o anillos en rotación (§ 3.2.3). Las fuentes observadas en estos estudios se encuentran casi siempre en los instantes finales de la interacción, cuando los núcleos de las galaxias ya se han fusionado o están a punto de hacerlo. Esto se debe sobre todo a que la mayoría (60 %) de las ULIRGs tienen separaciones nucleares menores de 2 kpc (§ 2.2.1) y a que con los interferómetros milimétricos actuales sólo se pueden estudiar con el requerido nivel de detalle las galaxias más cercanas y brillantes. Sin embargo, es importante comprobar que las conclusiones extraídas de estas observaciones se pueden aplicar también a la submuestra de ULIRGs en las que los núcleos de las galaxias en interacción están aún separados por varios kiloparsecs.

Hasta la fecha, los dos únicos estudios que se han efectuado en esa dirección son los de Dinh-V-Trung et al. (2001) y Evans et al. (1999, 2000, 2002). Los primeros observaron con el interferómetro BIMA una muestra de seis ULIRGs con separaciones nucleares mayores de 20 kpc, mientras que los segundos utilizaron el interferómetro OVRO para observar una muestra de cinco ULIRGs con separaciones nucleares entre 3.5 y 5.5 kpc. Como resultado principal encontraron que en la mayoría de los casos estudiados el grueso del gas molecular del sistema se concentraba en una de las galaxias implicadas en la interacción. Esa galaxia era casi siempre la más oscurecida de las dos y la que presentaba un mayor grado de actividad nuclear en el óptico (clasificación LINER o Seyfert). Sólo en dos ocasiones detectaron la emisión molecular de las dos galaxias del par. La escasa resolución angular de las observaciones,  $\geq 4''$  en el caso de Dinh-V-Trung et al. (2001) y  $\geq 2''$  en el caso de Evans et al. (1999, 2000, 2002), no les permitió

sin embargo obtener resultados concluyentes sobre la distribución y cinemática del gas molecular en el interior de las galaxias detectadas. Para ello son necesarias resoluciones espaciales menores de 2 kpc, lo que a la distancia de las ULIRGs en cuestión equivale a resoluciones angulares menores del segundo de arco.

En este capítulo presentamos las observaciones de elevada resolución angular de las líneas CO(1–0) y CO(2–1) efectuadas sobre la galaxia ultraluminosa en el infrarrojo IRAS 10190+1322 con el interferómetro milimétrico de *Plateau de Bure*. Esta ULIRG está compuesta por dos galaxias espirales en interacción separadas 6 kpc en la dirección noreste-suroeste (NE-SW). Las imágenes del sistema en el infrarrojo cercano (Murphy et al. 2001b; Kim et al. 2002; Imanishi et al. 2006a; Dasyra et al. 2006a) y el radiocontinuo (Crawford et al. 1996; White et al. 1997; Nagar et al. 2003) indican que la galaxia situada en la posición NE es probablemente la responsable de la mayor parte de la luminosidad infrarroja. Dicha luminosidad debe su origen a un reciente brote de formación estelar desencadenado tras el primer acercamiento de las galaxias (Murphy et al. 2001b). Con nuestras observaciones pretendemos, primero, estudiar cómo ha afectado la interacción de las galaxias a la distribución de su gas molecular, segundo, explicar porqué la galaxia NE parece ser la responsable de la mayor parte la luminosidad infrarroja, y tercero, comprobar si las conclusiones derivadas de los estudios de Dinh-V-Trung et al. (2001) y Evans et al. (1999, 2000, 2002) se pueden aplicar también a IRAS 10190+1322.

Los resultados de estas observaciones se han publicado en forma de artículo en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Graciá-Carpio et al. 2007). Hemos incluido una copia de dicho artículo al final del capítulo. En él se describe de forma detallada el procedimiento de observación empleado y el análisis de los datos. Resumimos a continuación los resultados más importantes derivados de las observaciones:

- Hemos detectado y resuelto espacialmente la emisión de las líneas CO(1–0) y CO(2–1) en las dos galaxias espirales de IRAS 10190+1322. La luminosidad de la línea CO(1–0) es similar en las dos galaxias,  $L'_{\text{CO}(1-0)} \sim 5 \times 10^9 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ , lo que quiere decir que las dos contienen aproximadamente la misma cantidad de gas molecular,  $M_{\text{gas}} \sim 4 \times 10^9 M_{\odot}$ . Sin embargo, la distribución del gas molecular en cada una de ellas es muy diferente: en la galaxia NE el gas molecular está mucho más concentrado que en la galaxia SW.
- De los diagramas posición-velocidad de las líneas CO(1–0) y CO(2–1) hemos estimado que el gas molecular de la galaxia NE se encuentra distribuido en forma



de anillo o disco en rotación con un radio aproximado de 0.9 kpc. La masa dinámica de la galaxia dentro de ese radio es  $M_{\text{dyn}} \sim 4 \times 10^{10} M_{\odot}$ , un 11 % de la cual es gas molecular. Aplicando el mismo procedimiento a la galaxia SW hemos determinado un radio de CO de 3.7 kpc, una masa dinámica  $M_{\text{dyn}} \sim 5 \times 10^{10} M_{\odot}$  y una fracción de gas molecular  $M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}} \sim 7\%$ .

- Dado que las dos galaxias tienen la misma cantidad de gas molecular y una fracción de gas molecular similar, la concentración del gas molecular en la galaxia NE parece ser la responsable de su luminosidad infrarroja. Dicha concentración explica también el que la galaxia NE sufra una mayor absorción en el óptico que la galaxia SW (Murphy et al. 2001b).
- Rupke et al. (2002) clasificaron en el óptico a la galaxia NE como de tipo LINER y a la galaxia SW como de tipo HII. Por lo tanto, en contra de los resultados de Dinh-V-Trung et al. (2001) y Evans et al. (1999, 2000, 2002), la galaxia más activa en IRAS 10190+1322 no es la que presenta una mayor cantidad de gas molecular, sino la que tiene su gas molecular más concentrado.
- A la tasa actual de formación estelar ( $\text{SFR} \sim 195 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , Farrah et al. 2003) la galaxia NE habrá consumido todo su gas molecular en unos 20 Myr. Este periodo de tiempo es menor que el requerido para que los núcleos de las dos galaxias vuelvan a aproximarse ( $\geq 50 \text{ Myr}$ ). Tras este segundo acercamiento, la concentración del gas molecular de la galaxia SW podría desencadenar una nueva fase ultraluminosa en IRAS 10190+1322, bien mediante un nuevo brote de formación estelar o la activación de un AGN.



LETTER TO THE EDITOR

# Sub-arcsecond CO(1–0) and CO(2–1) observations of the ultraluminous infrared galaxy IRAS 10190+1322<sup>★</sup>

J. Graciá-Carpio<sup>1</sup>, P. Planesas<sup>1</sup>, and L. Colina<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico Nacional (OAN), Observatorio de Madrid, Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain  
 e-mail: [j.gracia;p.planesas]@oan.es

<sup>2</sup> Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC), Instituto de Estructura de la Materia, Serrano 121, 28006 Madrid, Spain  
 e-mail: colina@damir.iem.csic.es

Received 9 March 2007 / Accepted 10 April 2007

## ABSTRACT

We present the results of high resolution mapping of the CO(1–0) and CO(2–1) emission of the ultraluminous infrared galaxy (ULIRG) IRAS 10190+1322, with the IRAM interferometer, down to an angular resolution of  $\sim 0.3''$ . This object is composed of two interacting galaxies with a projected nuclear separation of 6 kpc, and was selected to analyze the physical and dynamical properties of the molecular gas in each galaxy in order to study the conditions that lead a galaxy pair to become ultraluminous in the infrared. With the exception of Arp 220, the closest ULIRG, this is the first time that the CO emission is morphologically and kinematically resolved in the two interacting galaxies of a ULIRG system. In one of the galaxies the molecular gas is highly concentrated, distributed in a circumnuclear disk of 1.7 kpc in size. The molecular gas in the presumably less infrared luminous galaxy is distributed in a more extended disk of 7.4 kpc. The molecular gas mass accounts for  $\sim 10\%$  of the dynamical mass in each galaxy. Both objects are rich enough in molecular gas,  $M_{\text{gas}} \sim 4 \times 10^9 M_{\odot}$ , as to experience an infrared ultraluminous phase.

**Key words.** galaxies: interactions – galaxies: ISM – galaxies: starburst – infrared: galaxies – ISM: molecules – radio lines: galaxies

## 1. Introduction

Ultraluminous infrared galaxies (ULIRGs;  $L_{\text{ir}}^1 \geq 10^{12} L_{\odot}$ ) present signs of current or past interactions in their optical and near-infrared images in a fraction that approaches 100% (Murphy et al. 1996; Bushouse et al. 2002; Veilleux et al. 2002). The ULIRG phenomenon has been observed along the full interaction phase, from widely separated pairs of galaxies (up to a projected nuclear separation  $S_N \sim 50$  kpc) to advanced and relaxed mergers. However, the distribution of nuclear separations is highly peaked at low values with 60% of the IRAS 1 Jy ULIRG sample having  $S_N < 2.5$  kpc (Veilleux et al. 2002). In particular, this has hindered the study of the molecular gas properties in ULIRGs, sub-arcsecond resolution observations being necessary to morphologically and kinematically resolve the emission of the two interacting galaxies. In fact, this has been achieved only in Arp 220, the most nearby ULIRG (Downes & Solomon 1998, hereafter DS98; Sakamoto et al. 1999).

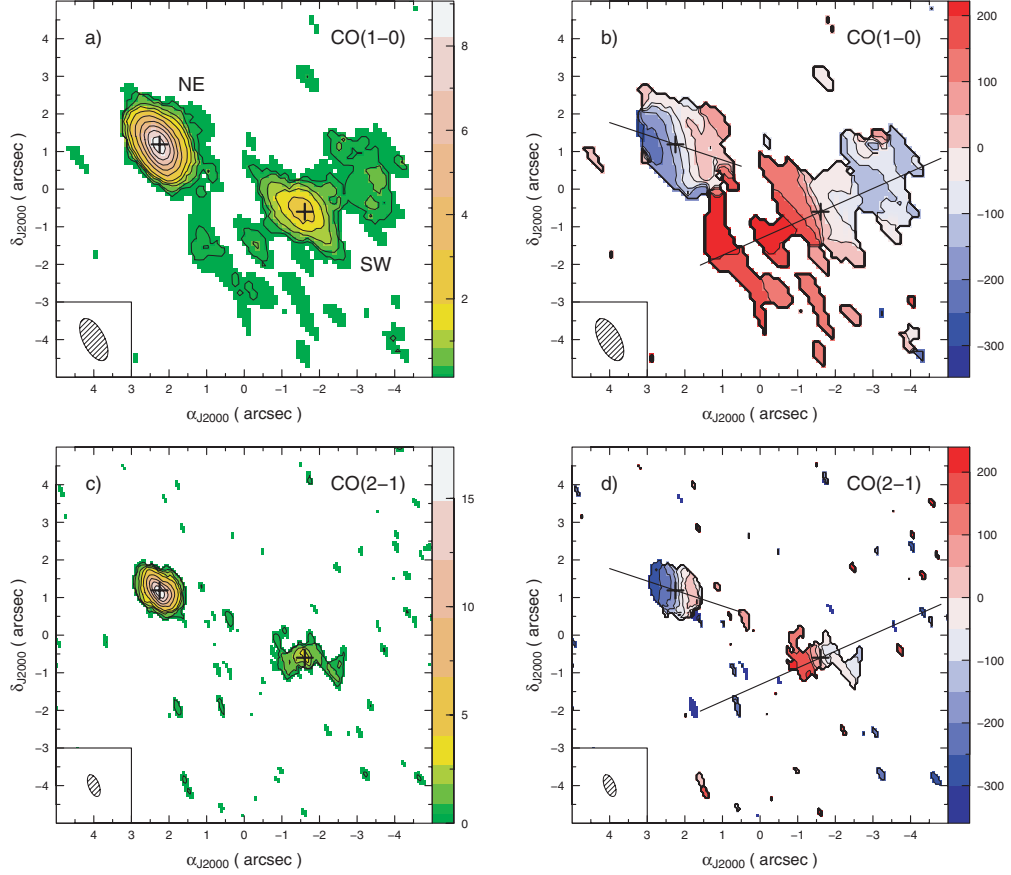
To date, there have been two millimeter interferometric surveys devoted to study the molecular gas content of ULIRGs with separated pairs of galaxies, but they have lacked the necessary sensitivity and/or angular resolution to detect and resolve the CO emission of the two galaxies. Dinh-V-Trung et al. (2001)

detected CO(1–0) emission with the BIMA array in five out of six targets ( $20 \text{ kpc} < S_N < 51 \text{ kpc}$ ), but only in one component of the ULIRG pairs. Interferometric observations with the OVRO array of five double nuclei ULIRGs ( $3 \text{ kpc} < S_N < 5 \text{ kpc}$ ) by Evans et al. (2002) have succeeded in detecting the CO(1–0) emission of both nuclei in two cases, but did not resolve their individual molecular gas distributions. The overall conclusion of all these observations, mostly derived from upper limits, was that  $>2/3$  of the molecular gas mass lies around one of the nuclei, being this nucleus the most active of the two (LINER or Seyfert optical classification). Additional observations are required to confirm or reject this conclusion. The recent upgrade of the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) to larger baselines currently allows this sort of studies.

IRAS 10190+1322 ( $L_{\text{ir}} = 10^{12} L_{\odot}$  at  $D_L = 340 \text{ Mpc}$ ) is composed of two interacting galaxies with a projected nuclear separation of 6 kpc ( $4''$ ). The south-west (SW) galaxy is brighter than the north-east (NE) galaxy in the optical but the latter is brighter in the near-infrared (Murphy et al. 2001; Kim et al. 2002; Imanishi et al. 2006; Dasyra et al. 2006). At 15 GHz Nagar et al. (2003) detected compact radio continuum emission only in the NE galaxy. The system was not spatially resolved at 4.86 GHz and 1.4 GHz by Crawford et al. (1996) and White et al. (1997), but the radio continuum distributions peak towards the NE galaxy position. All these observations point to the NE galaxy to host the bulk of the mid- and far-infrared luminosity of IRAS 10190+1322. However, Imanishi et al. (2007) found that the Spitzer 5.2–14.5  $\mu\text{m}$  spectra of the NE galaxy is only slightly brighter than that of the SW galaxy. Murphy et al. (2001)

<sup>★</sup> Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

<sup>1</sup> For the definition of  $L_{\text{ir}}$  see Table 1 in Sanders & Mirabel (1996). In this paper we will assume a flat  $\Lambda$ -dominated cosmology described by  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $\Omega_m = 0.27$  (Spergel et al. 2003).



**Fig. 1.** **a)** CO(1–0) integrated intensity map of IRAS 10190+1322 at the reference position ( $\alpha_{J2000}, \delta_{J2000}$ ) = ( $10^h21^m42^s.6, 13^\circ06'54''.4$ ). Contours for the CO integrated intensity are  $1\sigma, 2\sigma, 4\sigma, 6\sigma$  and  $9\sigma$  to  $39\sigma$  in steps of  $6\sigma$  ( $1\sigma = 0.21 \text{ Jy km s}^{-1} \text{ beam}^{-1}$ ). The synthesized beam size, shown in the bottom left corner, is  $1.22'' \times 0.57''$  with a position angle of  $27^\circ$ . The black crosses mark the central position of the NE and SW galaxies (see Table 1) determined by elliptical Gaussian fits in the uv plane. **b)** CO(1–0) velocity map relative to the redshift of observation ( $z_{\text{obs}} = 0.07656$ ). Contours for the CO velocity are  $-300$  to  $200 \text{ km s}^{-1}$  in steps of  $50 \text{ km s}^{-1}$ . The straight lines indicate the position angle of the major axis in each galaxy estimated from the velocity channel maps. **c)** CO(2–1) integrated intensity map. Contours for the CO integrated intensity are  $1\sigma, 2\sigma, 4\sigma, 6\sigma$  and  $9\sigma$  to  $33\sigma$  in steps of  $6\sigma$  ( $1\sigma = 0.45 \text{ Jy km s}^{-1} \text{ beam}^{-1}$ ). The synthesized beam size is  $0.61'' \times 0.28''$  with a position angle of  $21^\circ$ . **d)** CO(2–1) velocity map. Contours for the CO velocity are  $-300$  to  $200 \text{ km s}^{-1}$  in steps of  $50 \text{ km s}^{-1}$ . In order to show the more extended and weaker emission coming from the SW galaxy, the moment maps have been derived applying a  $3\sigma$ -clipping to each channel of the CO(1–0) and CO(2–1) clean maps in the velocity range between  $-360$  and  $240 \text{ km s}^{-1}$ .

obtained  $\text{Pa}\alpha$  images of both galaxies and concluded that the emission in the NE galaxy is more compact and absorbed than in the SW galaxy. This result agrees with their kinematical analysis where the two galaxies are approaching to experience a second encounter after the first close passage, and the NE galaxy has resulted more affected by the interaction than the SW galaxy due to the initial configuration of the encounter. Rupke et al. (2002) classified the NE galaxy as a LINER and the SW galaxy as an HII galaxy. Farrah et al. (2003) modelled the overall spectral energy distribution (SED) of the system and determined that the contribution to  $L_{\text{IR}}$  from an active galactic nucleus (AGN) could be as high as the 20%. Imanishi et al. (2006, 2007) did not find evidences of an obscured AGN in the  $L$ -band and  $5.2\text{--}14.5 \mu\text{m}$  spectra of both galaxies.

## 2. Observations

IRAS 10190+1322 ( $z = 0.07656$ ) was observed with the six antennae of the PdBI in February 2006 in the new extended

A configuration (baselines up to  $760 \text{ m}$ ). The  $3 \text{ mm}$  and  $1 \text{ mm}$  receivers were tuned to the CO(1–0) and CO(2–1) redshifted lines at  $107.074 \text{ GHz}$  and  $214.143 \text{ GHz}$ , respectively. The system temperatures were  $140 \text{ K}$  for CO(1–0) and  $250 \text{ K}$  for CO(2–1). Four correlator units covered a total bandwidth of  $580 \text{ MHz}$  at each frequency. Phase and amplitude calibrations were done on nearby quasars.

Reduction using the GILDAS software provided data cubes with a resolution of  $0.12''/\text{pixel}$  and  $0.06''/\text{pixel}$  that were cleaned with the standard method with a velocity resolution of  $30 \text{ km s}^{-1}$ . The restored clean beams are  $1.22'' \times 0.57''$  (PA =  $27^\circ$ ) at  $2.8 \text{ mm}$  and  $0.61'' \times 0.28''$  (PA =  $21^\circ$ ) at  $1.4 \text{ mm}$ . The rms noise levels in the cleaned maps (at  $30 \text{ km s}^{-1}$  velocity resolution) are  $1.57 \text{ mJy beam}^{-1}$  for the CO(1–0) line and  $4.25 \text{ mJy beam}^{-1}$  for the CO(2–1) line. We tentatively detected  $2.8 \text{ mm}$  continuum emission of  $0.9 \text{ mJy}$ , just below the  $3\sigma$  level, towards the central position of the NE galaxy. This density flux is compatible with the  $60 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  IRAS density fluxes of the whole system assuming optically thin grey-body emission

**Table 1.** IRAS 10190+1322 main properties.

	Unit	NE Galaxy	SW Galaxy
$\alpha_{J2000}$	...	10 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup> .754(1)	10 <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup> .490(4)
$\delta_{J2000}$	...	13°06′55″.59(1)	13°06′53″.80(5)
$V - cz_{\text{obs}}$	km s <sup>-1</sup>	-100(10)	40(10)
$I_{\text{CO}(1-0)}$	Jy km s <sup>-1</sup>	20(1)	17(1)
$I_{\text{CO}(2-1)}$	Jy km s <sup>-1</sup>	62(3)	15(2)
$\Delta V_{\text{CO}(1-0)} (FWHM)$	km s <sup>-1</sup>	450(30)	360(30)
$L'_{\text{CO}(2-1)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$	...	0.78(5)	0.6(1) <sup>a</sup>
$R_{\text{CO}}$	kpc	0.9(1)	3.7(3)
$D_{\text{major}}/D_{\text{minor}}$	...	1.3(1)	1.4(2)
$M_{\text{gas}}$	$M_{\odot}$	$4.2(2) \times 10^9$	$3.6(2) \times 10^9$
$M_{\text{dyn}}$	$M_{\odot}$	$4(1) \times 10^{10}$	$5(2) \times 10^{10}$
$M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}}$	...	0.11(3)	0.07(3)

CO luminosities have been computed using equation 3 in Solomon et al. (1997). Numbers in parentheses indicate estimated measurement errors in units of the last significant figures. <sup>a</sup> Corresponding to the central region ( $R_{\text{CO}} = 1.1$  kpc) of the SW galaxy.

with a dust temperature  $T_{\text{dust}} \sim 38$  K and a spectral index of the dust absorption coefficient  $\beta \sim 1.4$ .

IRAS 10190+1322 was also observed with the IRAM 30 meter telescope in June 2006. We used 2 SIS 3 mm receivers to observe the 2 polarizations simultaneously at 107.074 GHz. At this frequency, the telescope half-power beam width was 23'' and the antenna temperature to flux conversion factor was  $S/T_a^* = 6.3$  Jy/K. During the observations the typical system temperature was 170 K (on the  $T_a^*$  scale). The observations were done in wobbler switching mode, with reference positions offset by 2' in azimuth. Two 1 MHz filter banks provided a total bandwidth of 512 MHz, or about 1400 km s<sup>-1</sup>.

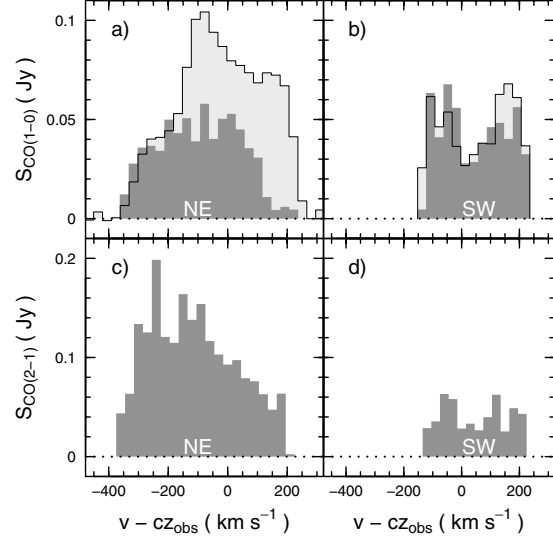
### 3. Results

Emission of the first two CO rotational transitions has been detected and spatially resolved towards both galaxies. A summary of the observational results is given in Table 1. In Fig. 1 we have plotted the integrated intensity and velocity maps of the two lines. CO(1–0) and CO(2–1) spectra are shown in Fig. 2 and the position-velocity diagrams along the major axis of each galaxy are in Fig. 3.

The CO distribution of the NE galaxy is highly concentrated (Figs. 1a and c). Given its compactness, it is not surprising that  $\sim 100\%$  of the CO(1–0) emission of this galaxy is recovered by the interferometer (Fig. 2a). Very likely most of the CO(2–1) emission is also recovered, as the  $L'_{\text{CO}(2-1)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  luminosity ratio is  $\sim 0.78$ , similar to the typical luminosity ratios found in normal spiral galaxies (Braine et al. 1993).

The emission is resolved in both transitions, but it is in the CO(2–1) intensity map, due to the smaller synthesized beam, that the structure of the galaxy is more clearly seen. The centroid of the molecular gas distribution of the NE galaxy coincides with its 15 GHz radio continuum core (Nagar et al. 2003) within 0.1''. The deconvolved major axis of the CO emitting region (at zero intensity) is 1.7 kpc (1.2''), similar to the sizes found in ULIRGs in advanced mergers (DS98). From the ratio between the major and minor axis of the CO distribution we derive an inclination for the galaxy of  $i \sim 40^\circ$ .

The symmetric CO(1–0) line profile and the resolved distribution of the CO(2–1) intensity map (Figs. 2a and 1c) hint

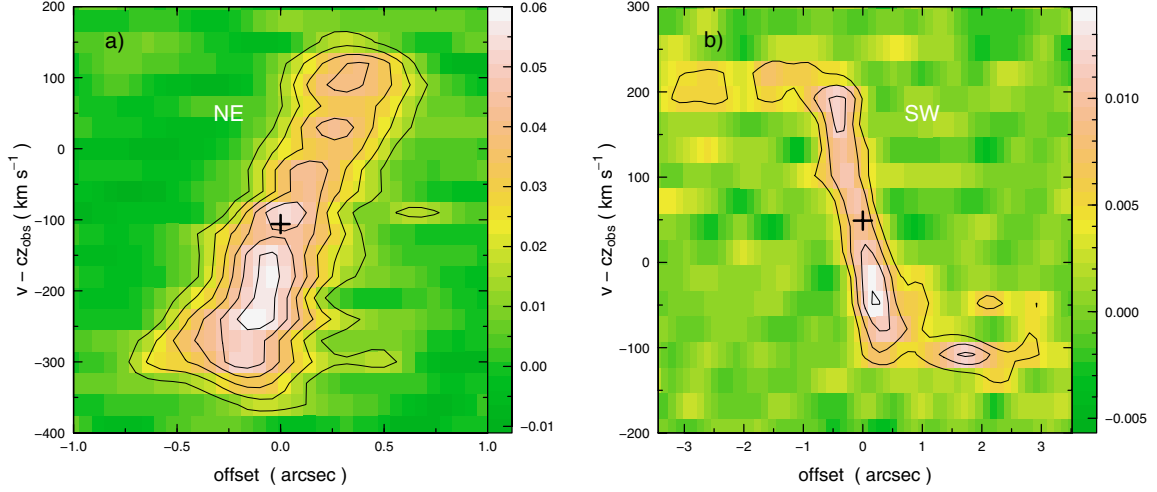


**Fig. 2.** a) IRAM 30 m telescope CO(1–0) spectrum of IRAS 10190+1322 complex (light grey). The CO(1–0) line profile of the NE galaxy observed with the PdBI is represented in dark grey at the same panel. b) The result of the subtraction of the NE galaxy PdBI CO(1–0) line to the total single dish CO(1–0) line is shown in light grey. In dark grey we plot the PdBI CO(1–0) line spectrum of the SW galaxy. c) and d) PdBI CO(2–1) line profiles of the NE and SW galaxies, respectively. The PdBI spectra of each galaxy were derived integrating inside the area that includes all pixels with an emission  $>3\sigma$  in any of the 30 km s<sup>-1</sup> channel maps.

that the molecular gas is distributed in a circumnuclear disk or ring. If such were the case, the asymmetric CO(2–1) line profile (Fig. 2c) could be explained by a differential excitation or by some missing flux at the velocity range between 0 to 200 km s<sup>-1</sup>. The CO(2–1) position-velocity diagram along the major axis of the galaxy shows a linear increment of the radial velocity as a function of the distance to the center up to  $R_{\text{CO}} = 0.6''$  (Fig. 3a). The terminal rotational velocity at this distance from the nucleus is  $\sim 275$  km s<sup>-1</sup> (cf. Figs. 2a and 3a). Therefore, we derive a dynamical mass corrected from inclination of  $4 \times 10^{10} M_{\odot}$ . The molecular gas mass in the same region estimated from the CO(1–0) flux, and assuming a conversion factor  $\alpha = 0.8 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$  suitable for ULIRGs (DS98), is  $M_{\text{gas}} = 4.2 \times 10^9 M_{\odot}$ , i.e. 11% of the dynamical mass.

The molecular gas distribution of the SW galaxy is more extended than that of the NE galaxy, with a compact peak that remains detected even at the highest resolution. The deconvolved size of the major axis of the large CO(1–0) emitting region is 7.4 kpc. From the ratio between the major and minor axis of the CO distribution we derive an inclination for the galaxy of  $i \sim 45^\circ$ . In Fig. 2b we compare the deduced single beam CO(1–0) spectrum of the SW galaxy with the CO(1–0) line emission detected by the PdBI. We estimate that  $\sim 100\%$  of the CO(1–0) emission of the galaxy is recovered by the interferometer. However, probably most of the extended CO(2–1) line emission of the galaxy is lost due to the higher frequency of the CO(2–1) transition. In fact the  $L'_{\text{CO}(2-1)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  luminosity ratio calculated in the central 2.2 kpc of the galaxy is  $\sim 0.6$ , a low value when compared to those found in spiral galaxies.

The double horned CO(1–0) and CO(2–1) line profiles of the SW galaxy (Figs. 2b and d) hint that the molecular gas is



**Fig. 3.** **a)** CO(2–1) position-velocity diagram of the NE galaxy along the direction of its major axis (see Fig. 1d) at a velocity resolution of  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Contours for the CO intensity are  $3\sigma$  to  $13\sigma$  in steps of  $2\sigma$  ( $1\sigma = 4.25 \text{ mJy beam}^{-1}$ ). The black cross marks the central position and velocity of the NE galaxy as measured in the CO(1–0) map. **b)** CO(1–0) position-velocity diagram of the SW galaxy along the direction of its major axis (see Fig. 1b) at a velocity resolution of  $30 \text{ km s}^{-1}$ . Contours for the CO intensity are  $3\sigma$  to  $9\sigma$  in steps of  $2\sigma$  ( $1\sigma = 1.57 \text{ mJy beam}^{-1}$ ). The black cross marks the central position and velocity of the SW galaxy as measured in the CO(1–0) map.

distributed in a circumnuclear disk or ring. The position-velocity diagram along the mayor axis of the galaxy in the CO(1–0) transition is plotted in Fig. 3b. The radial velocity increases as a function of the distance to the center up to  $R_{\text{CO}} = 0.8''$  and then remains constant up to  $R_{\text{CO}} = 2.6''$  (3.7 kpc). The terminal rotational velocity is  $\sim 170 \text{ km s}^{-1}$  (cf. Figs. 2b and 3b), therefore we derive a dynamical mass of  $5 \times 10^{10} M_{\odot}$  within this radius. The molecular gas mass in the same region is  $M_{\text{gas}} = 3.6 \times 10^9 M_{\odot}$  and  $M_{\text{gas}}/M_{\text{dyn}} \sim 7\%$ .

#### 4. Discussion and conclusions

From our CO(1–0) interferometric observations of IRAS 10190+1322 we conclude that the two galaxies of the system have similar CO(1–0) luminosities, i.e. similar gas reservoirs. The main difference between them is the more compact molecular gas distribution of the NE galaxy, which is a consequence of the initial configuration of the encounter (see Murphy et al. 2001 for a detailed discussion), being this galaxy the most affected by the interaction. The NE galaxy is classified as a LINER and the SW galaxy as a HII galaxy by Rupke et al. (2002). Therefore, contrary to the Dinh-V-Trung et al. (2001) and Evans et al. (2002) conclusions, we find that the active galaxy does not have the larger molecular gas amount, but a higher concentration of gas in its nuclear region.

Farrah et al. (2003) obtained from starburst+AGN model fitting of IRAS 10190+1322 SED a total star formation rate of  $195 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . At this rate the total molecular gas reservoir of the NE galaxy will be exhausted in  $\sim 20 \text{ Myr}$ , considering that the bulk of the star formation takes place in this galaxy (see Sect. 1 and the discussion of our 2.8 mm continuum detection in Sect. 2). This period is shorter than the time needed for the two galaxies to coalesce or experience a second close passage ( $\gtrsim 50 \text{ Myr}$ ), assuming a transversal velocity of the order of the measured relative radial velocity ( $\sim 140 \text{ km s}^{-1}$ , see Table 1). The second encounter or final merger of the system may result in

the concentration of the molecular gas in the central region of the SW galaxy and the restarting of the ULIRG phase with a new starbursting event.

*Acknowledgements.* We thank M. Imanishi for fruitful discussion about the relative mid- and far-infrared luminosity of IRAS 10190+1322 nuclei and S. García-Burillo, R. Neri and F. Colomer for their help with the calibration and interpretation of our CO maps. We would also like to thank the referee, A. Beelen, for his useful comments which helped to improve the final version of the article. This work has been partially supported by the Spanish MEC and Feder funds under grant ESP2003-04957 and by SEPCT/MEC under grants AYA2003-07584 and AYA2002-01055.

#### References

- Braine, J., Combes, F., Casoli, F., et al. 1993, A&AS, 97, 887
- Bushouse, H. A., Borne, K. D., Colina, L., et al. 2002, ApJS, 138, 1
- Crawford, T., Marr, J., Partridge, B., & Strauss, M. A. 1996, ApJ, 460, 225
- Dasyra, K. M., Tacconi, L. J., Davies, R. I., et al. 2006, ApJ, 638, 745
- Dinh-V-Trung, Lo, K. Y., Kim, D.-C., Gao, Y., & Gruendl, R. A. 2001, ApJ, 556, 141
- Downes, D., & Solomon, P. M. 1998, ApJ, 507, 615
- Evans, A. S., Mazzarella, J. M., Surace, J. A., & Sanders, D. B. 2002, ApJ, 580, 749
- Farrah, D., Afonso, J., Efstathiou, A., et al. 2003, MNRAS, 343, 585
- Imanishi, M., Dudley, C. C., Maiolino, R., et al. 2007 [arXiv:astro-ph/0702136]
- Imanishi, M., Dudley, C. C., & Maloney, P. R. 2006, ApJ, 637, 114
- Kim, D.-C., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2002, ApJS, 143, 277
- Murphy, Jr., T. W., Armus, L., Matthews, K., et al. 1996, AJ, 111, 1025
- Murphy, Jr., T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., & Armus, L. 2001, ApJ, 559, 201
- Nagar, N. M., Wilson, A. S., Falcke, H., Veilleux, S., & Maiolino, R. 2003, A&A, 409, 115
- Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2002, ApJ, 570, 588
- Sakamoto, K., Scoville, N. Z., Yun, M. S., et al. 1999, ApJ, 514, 68
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, ARA&A, 34, 749
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, ApJ, 478, 144
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, ApJS, 148, 175
- Veilleux, S., Kim, D.-C., & Sanders, D. B. 2002, ApJS, 143, 315
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, ApJ, 475, 479

## 7 Estudio del gas molecular denso en una muestra de LIRGs y ULIRGs (I)

En los capítulos anteriores hemos utilizado la emisión de la línea CO(1–0) para derivar las propiedades del gas molecular en las galaxias infrarrojas y estudiar su relación con los procesos de formación estelar y actividad nuclear que tienen lugar en su interior. La elevada abundancia de la molécula de CO en el medio interestelar y la baja densidad crítica efectiva de la línea CO(1–0),  $n_{\text{eff}} \sim 3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$ , hacen que la luminosidad de esta transición sea un excelente trazador de la masa total de gas molecular (§ 3.2). Sin embargo, es sólo la componente más densa del gas molecular la que en última instancia interviene en la formación estelar (§ 3.3), por lo que es importante conocer también cuáles son sus propiedades en las LIRGs y las ULIRGs.

En nuestra galaxia a la hora de estudiar las propiedades del gas molecular denso se suele recurrir a las transiciones de otras moléculas distintas de CO con mayores densidades críticas efectivas ( $n_{\text{eff}} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), como por ejemplo las transiciones rotacionales de las moléculas de CS, HCN y HCO<sup>+</sup>. Entre ellas, la molécula de HCN es sin lugar a dudas la más utilizada en los estudios extragalácticos (§ 3.3.1). En dichos estudios se suele suponer que la luminosidad de la línea HCN(1–0) es linealmente proporcional a la masa total de gas molecular denso a través de un factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  constante (§ 3.3.2), por lo que el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  se interpreta como una medida de la fracción de gas molecular denso de las galaxias. De esta forma Gao & Solomon (2004a,b) encontraron que las LIRGs y las ULIRGs tienen una mayor cantidad de gas molecular denso que las galaxias espirales de menor luminosidad, mientras que en promedio la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso, estimada a partir del cociente  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , permanece relativamente constante con la luminosidad infrarroja. Es decir, el gas molecular denso produce estrellas con la misma eficiencia independientemente del tipo de galaxia en la cual se encuentre. En base a este resultado Gao & Solomon (2004a,b) concluyeron que la mayor parte de la luminosidad

infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs tiene su origen en brotes de formación estelar recientes. Las mayores luminosidades de estas galaxias son debidas a que tienen una mayor cantidad de gas molecular denso que las galaxias espirales y no a que exista un AGN contribuyendo de forma significativa a su luminosidad infrarroja total.

Sin embargo, como ya vimos en la sección 3.4.1, una mayor luminosidad de la línea HCN(1–0) no siempre está asociada a una mayor cantidad de gas molecular denso. Cada vez son más los estudios que demuestran que en los núcleos de algunas galaxias Seyfert cercanas el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  puede alcanzar valores muy superiores a los observados en los discos de formación estelar de esas mismas galaxias y las galaxias *starburst* (e.g., Tacconi et al. 1994; Kohno et al. 2001, 2008; Krips et al. 2007). Esto podría estar indicando que la radiación procedente del AGN central está afectando de forma significativa a la luminosidad de la línea HCN(1–0), bien a través de un aumento de la abundancia de la molécula de HCN (por ejemplo, causado por una XDR, § 3.4) o a través de una modificación de las condiciones de excitación del gas molecular (mediante, por ejemplo, el bombeo infrarrojo de la molécula a un nivel vibracional superior, § 3.5). Sea cual sea la causa principal de dicha variación, estos resultados cuestionan seriamente la fiabilidad de la línea HCN(1–0) como trazador de la masa total de gas molecular denso en los núcleos de las galaxias Seyfert en particular y en el resto de las galaxias en general.

La emisión de la molécula de HCN en las LIRGs y las ULIRGs puede verse afectada por este mismo tipo de efectos, por lo que es importante comprobar que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  no varía en estas galaxias. La mejor forma de hacer esto es observar la emisión de otros trazadores del gas molecular denso y comparar sus resultados con los de la molécula de HCN. La línea  $\text{HCO}^+(1-0)$  es particularmente interesante en este aspecto porque traza aproximadamente la misma fase del gas molecular que la línea HCN(1–0) y se ha visto que el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  aumenta en los núcleos de las galaxias Seyfert con cocientes  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  elevados (§ 3.4.1), por lo que en teoría dicho cociente de luminosidades se puede utilizar para identificar la presencia de AGNs oscurecidos en el interior de las LIRGs y las ULIRGs. Además, la línea  $\text{HCO}^+(1-0)$  es lo suficientemente intensa como para poder ser detectada en las LIRGs y las ULIRGs más próximas tras unas pocas horas de integración.

Antes del año 2006 las únicas ULIRGs observadas en  $\text{HCO}^+(1-0)$  eran las galaxias Arp 220 y Mrk 231 (Solomon et al. 1992). Ambas presentaban valores del cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  muy parecidos a los medidos en las regiones centra-



les de las galaxias Seyfert antes mencionadas ( $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} > 1.5$ ), lo cual podía interpretarse como una primera indicación de que la luminosidad de la línea HCN(1–0) no es un buen trazador de la masa total de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas. Debido a esto nuestro grupo se propuso realizar nuevas observaciones de las líneas HCO<sup>+</sup>(1–0) y HCO<sup>+</sup>(3–2) con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM en una muestra de 16 galaxias infrarrojas, compuesta por 10 LIRGs y 6 ULIRGs. La muestra se seleccionó de tal forma que cubriera de manera uniforme el rango de luminosidades infrarrojas  $L_{\text{IR}} = 10^{11.3} - 10^{12.5} L_{\odot}$  y las fuentes se encontraran a la suficiente distancia ( $D_L \geq 50 \text{ Mpc}$ ) como para detectar con un único apuntado del radiotelescopio todo el gas molecular de la galaxia, no sólo su emisión nuclear.

Los resultados de las observaciones se publicaron en forma de artículo en la revista *The Astrophysical Journal* (Graciá-Carpio et al. 2006). Hemos incluido una copia de dicho artículo al final del capítulo. Resumimos a continuación los principales resultados obtenidos del análisis de las observaciones:

- Hemos detectado la línea HCO<sup>+</sup>(1–0) en todas las galaxias de nuestra muestra y la línea HCO<sup>+</sup>(3–2) en las 10 galaxias más brillantes. Además, hemos detectado la emisión de la línea HCN(1–0) en un total de 11 galaxias, de las cuales una, la ULIRG IRAS 12112+0305, no había sido observada en esa transición con anterioridad. Para el resto de las galaxias hemos tomado las detecciones de HCN(1–0) de publicaciones anteriores (Solomon et al. 1992; Gao & Solomon 2004a,b).
- A partir de los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ ,  $L'_{\text{HCO}^+(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L'_{\text{HCO}^+(3-2)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  hemos comprobado que las galaxias infrarrojas contienen una mayor fracción de gas molecular denso que las galaxias espirales de menor luminosidad. En general dichos cocientes son mayores en las LIRGs y las ULIRGs. Sin embargo, la variación del cociente  $L'_{\text{HCO}^+(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  con la luminosidad infrarroja es un factor entre dos y tres veces menor que la variación del cociente  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ . Esto quiere decir que las líneas HCN(1–0) y HCO<sup>+</sup>(1–0) ofrecen resultados distintos a la hora de estimar la masa de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas.
- Para estudiar este resultado en más detalle hemos representado el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  en función de  $L_{\text{IR}}$  para nuestra muestra de LIRGs y ULIRGs. En principio, si uno supone que las dos líneas trazan aproximadamente la misma fase del gas molecular el cociente de sus luminosidades debería ser constante e igual al inverso del cociente de sus respectivos factores de conver-

sión. Por el contrario, hemos descubierto la existencia de una correlación entre  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$ . Las LIRGs menos luminosas tienen en promedio cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \sim 0.8$ , mientras que la totalidad de las ULIRGs estudiadas tienen  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \geq 1.5$ , lo cual indica que como mínimo uno de los factores de conversión ( $X_{\text{HCN}}$  o  $X_{\text{HCO}^+}$ ) debe variar con la luminosidad infrarroja de las galaxias.

- Hemos propuesto varias explicaciones para la correlación entre el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  y  $L_{\text{IR}}$ . Puede deberse a que la emisión de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  esté afectada por el bombeo infrarrojo de la molécula a su nivel vibracional  $v = 1$ , a una subabundancia de la molécula de  $\text{HCO}^+$  o a una sobreabundancia de la molécula de  $\text{HCN}$ .
- Hemos descartado la posibilidad del bombeo infrarrojo de la molécula de  $\text{HCN}$  tras comprobar que, en ese caso, la molécula de  $\text{HCO}^+$  debería sufrir también sus efectos en igual intensidad. Las transiciones vibracionales  $v = 0 \rightarrow 1$  de las moléculas de  $\text{HCN}$  y  $\text{HCO}^+$  caen, respectivamente, a 14 y 12  $\mu\text{m}$ , por lo que el número de fotones infrarrojos disponibles para el bombeo de las dos moléculas debe ser similar. Además, las condiciones necesarias para que el bombeo infrarrojo sea efectivo (ecuación 3.16) son también muy parecidas en las dos transiciones.
- Hemos considerado la posibilidad de que la línea  $\text{HCO}^+(1-0)$  pueda estar afectada por las mismas causas que hacen que la línea  $[\text{C II}]$  a 158  $\mu\text{m}$  sea poco luminosa en las LIRGs y las ULIRGs en comparación con sus luminosidades infrarrojas (e.g., Luhman et al. 1998, 2003; Malhotra et al. 2001). Hemos descartado esta posibilidad tras comprobar que estas dos líneas trazan regiones distintas del medio interestelar. Sin embargo, esto no excluye que la emisión de la molécula de  $\text{HCO}^+$  pueda estar afectada por algún otro mecanismo.
- La causa más probable de la tendencia observada es que la molécula de  $\text{HCN}$  sea sobreabundante respecto a las abundancias de las moléculas de  $\text{CO}$  y  $\text{HCO}^+$ . Dicha sobreabundancia puede deberse tanto a los efectos de la formación estelar como a los de un AGN. Las observaciones de las nubes moleculares de nuestra galaxia han demostrado que la abundancia de la molécula de  $\text{HCN}$  suele aumentar en las regiones más densas y calientes de las nubes, allí donde tiene lugar la formación de estrellas masivas y se dan las condiciones apropiadas para que domine una química de *hot-cores* (§ 3.4.2). Por otro lado, la radiación en rayos X de un AGN oscurecido en el centro de las galaxias estudiadas puede haber producido una química de XDRs sobre el gas molecular. Si bien los modelos teóricos actuales ofrecen resul-

tados contradictorios en este aspecto (e.g., Lepp & Dalgarno 1996; Maloney et al. 1996; Meijerink & Spaans 2005; Meijerink et al. 2006, 2007), observacionalmente se sospecha que en estas regiones la abundancia de la molécula de HCN podría aumentar también frente a las abundancias de las moléculas de CO y  $\text{HCO}^+$  (e.g., Usero et al. 2004).

- Al representar nuestra muestra de galaxias en el diagrama de líneas moleculares propuesto por primera vez por Kohno et al. (2001) para distinguir entre galaxias Seyfert con AGN puros y galaxias con una mezcla de *starburst* circunuclear y AGN, hemos comprobado que varias de las ULIRGs estudiadas caen en la zona ocupada por las galaxias con AGNs puros ( $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)} \geq 0.2$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)} \geq 1.5$ ), lo que podría estar indicando que los cocientes de líneas observados en estas galaxias se deben sobre todo a los efectos de la radiación de un AGN oscurecido sobre la química del gas molecular.
- De confirmarse que la variación de los cocientes  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  es debida más a un problema de la molécula de HCN que a un problema de la molécula de  $\text{HCO}^+$ , la constancia de la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso propuesta por varios autores en base a observaciones de la línea  $\text{HCN}(1-0)$  dejaría de ser cierta. En ese caso, o bien realmente aumenta la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso en las LIRGs y las ULIRGs o bien una parte significativa de la emisión infrarroja de estas galaxias tiene su origen en un AGN oscurecido.



## IS HCN A TRUE TRACER OF DENSE MOLECULAR GAS IN LUMINOUS AND ULTRALUMINOUS INFRARED GALAXIES?

J. GRACÍA-CARPIO,<sup>1</sup> S. GARCÍA-BURILLO,<sup>1</sup> P. PLANESAS,<sup>1</sup> AND L. COLINA<sup>2</sup>

Received 2005 December 13; accepted 2006 February 14; published 2006 March 8

### ABSTRACT

We present the results of the first  $\text{HCO}^+$  survey probing the dense molecular gas content of a sample of 16 luminous and ultraluminous infrared galaxies (LIRGs and ULIRGs). Previous work, based on HCN (1–0) observations, had shown that LIRGs and ULIRGs possess a significantly higher fraction of dense molecular gas compared to normal galaxies. While the picture issued from  $\text{HCO}^+$  partly confirms this result, we have discovered an intriguing correlation between the HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio and the IR luminosity of the galaxy ( $L_{\text{IR}}$ ). This trend casts doubts on the use of HCN as an unbiased quantitative tracer of the dense molecular gas content in LIRGs and ULIRGs. A plausible scenario explaining the observed trend implies that X-rays coming from an embedded active galactic nucleus may play a dominant role in the chemistry of molecular gas at  $L_{\text{IR}} \geq 10^{12} L_{\odot}$ . We discuss the implications of this result for the understanding of LIRGs, ULIRGs, and high-redshift gas-rich galaxies.

*Subject headings:* galaxies: active — galaxies: ISM — galaxies: starburst — infrared: galaxies — ISM: molecules — radio lines: galaxies

### 1. INTRODUCTION

Since their discovery by the *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS) survey, luminous infrared galaxies (LIRGs;  $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ) and their extreme counterparts, ultraluminous infrared galaxies (ULIRGs;  $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$ ), have been studied at virtually all wavelengths (Sanders & Mirabel 1996). The infrared (IR) emission of LIRGs and ULIRGs is known to stem from dust reprocessing of higher frequency radiation. However, the nature of the power source of the huge IR emission in these galaxies is still under debate (Sanders et al. 1988; Veilleux et al. 1995; Genzel et al. 1998; Imanishi et al. 2006; Risaliti et al. 2006).

LIRGs and ULIRGs are known to possess large amounts of molecular gas, as derived from CO (1–0) observations (Sanders et al. 1991; Solomon et al. 1997; Graciá-Carpio et al. 2006, in preparation). The bulk of the molecular gas reservoir of ULIRGs lies in their central kiloparsec (Downes & Solomon 1998). Sanders et al. (1988) first reported that the infrared-to-CO luminosity ratio in ULIRGs is anomalously high compared to that of normal galaxies and interpreted this result as evidence of the active galactic nucleus (AGN) power source scenario for ULIRGs. Gao & Solomon (2004a, 2004b; hereafter GS04a, GS04b) used HCN (1–0) observations to probe the dense molecular gas content of a sample of 65 nearby galaxies, including 25 LIRGs and six ULIRGs. Their results, showing a tight linear correlation between the IR and HCN luminosities over 3 orders of magnitude in  $L_{\text{IR}}$ , were interpreted in terms of star formation as being the main power source in ULIRGs. However, doubts have been cast on the reliability of HCN as an unbiased tracer of dense molecular gas in LIRGs and ULIRGs. First, X-rays may significantly enhance HCN abundances in enshrouded AGNs (Lepp & Dalgarno 1996; Kohno et al. 2001; Usero et al. 2004). Furthermore, the excitation of HCN lines in LIRGs and ULIRGs might be affected by IR pumping through a  $14 \mu\text{m}$  vibrational transition (Aalto et al. 1995). Taken together, the possible caveats on the use of HCN

observations call for the use of alternative tracers of dense gas in LIRGs and ULIRGs.

In this Letter, we present observations made with the IRAM<sup>3</sup> 30 m telescope in the 1–0 and 3–2 lines of  $\text{HCO}^+$  of a sample of 16 galaxies including 10 LIRGs and six ULIRGs. The new  $\text{HCO}^+$  spectra are complemented with CO (1–0) and HCN (1–0) observations either existing or acquired for this work. The  $\text{HCO}^+$  and HCN  $J = 1-0$  lines have both similar critical densities, and the bulk of their emission is expected to arise from dense molecular gas [ $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ]. Preliminary results of this  $\text{HCO}^+$  survey indicate that the HCN/ $\text{HCO}^+$  luminosity ratio sharply increases with  $L_{\text{IR}}$  for LIRGs and ULIRGs.

### 2. OBSERVATIONS

The observations were carried out in 2004 November and 2005 August with the IRAM 30 m telescope at Pico Veleta (Spain). We have obtained single-pointed spectra toward 16 objects with clear detections in all cases for the 1–0 line and with 10 detections for the 3–2 line of  $\text{HCO}^+$ . Our sample encompasses a  $L_{\text{IR}}$  range =  $10^{11.3} - 10^{12.5} L_{\odot}$ . All targets are distant enough so as to recover the bulk of the emission from the molecular gas disks with the 30 m telescope beam (FWHM  $\sim 28''$  at 89 GHz and  $\sim 9''$  at 268 GHz). HCN (1–0) and CO (1–0) single-dish data for the sample galaxies were taken from the literature (Sanders et al. 1991; Solomon et al. 1992, 1997; GS04a) or were observed by us with the 30 m telescope (Table 1). To compare the luminosity ratios derived for LIRGs and ULIRGs with those of normal galaxies ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), we have compiled a sample of 69 objects for which HCN,  $\text{HCO}^+$ , and CO data are available (Nguyen-Q-Rieu et al. 1992; GS04a; this work).

### 3. CAVEATS ON THE USE OF HCN AS A TRACER OF DENSE GAS

ULIRGs in the sample of GS04a have HCN-to-CO luminosity ratios up to  $\sim 10$  times higher than measured in normal galaxies. This result is corroborated by the new HCN observations of the sample of LIRGs and ULIRGs conducted for this work. As

<sup>1</sup> Observatorio Astronómico Nacional, Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain; j.gracia@oan.es, s.gburillo@oan.es, p.planesas@oan.es.

<sup>2</sup> Instituto de Estructura de la Materia, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Serrano 121, 28006 Madrid, Spain; colina@damir.iem.csic.es.

<sup>3</sup> The Instituto de Radioastronomía Milimétrica (IRAM) is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany), and IGN (Spain).

TABLE 1  
SAMPLE PROPERTIES AND OBSERVATIONAL RESULTS

SOURCE	$D_L$ (Mpc)	$L_{\text{IR}}$ ( $10^{11} L_{\odot}$ )	$L_{\text{CO}(1-0)}$ ( $10^6 L'$ )	$L_{\text{HCN}(1-0)}$ ( $10^6 L'$ )	$L_{\text{HCO}^+(1-0)}$ ( $10^6 L'$ )	$L_{\text{HCO}^+(3-2)}$ ( $10^6 L'$ )	NUCLEAR CLASSIFICATION				REFERENCES
							L Band	Mid-IR	Optical	X-Ray	
Mrk 231 .....	170	29.3	74 <sup>a</sup>	20 <sup>a</sup>	8.2	2.5	AGN	AGN	Sy1	AGN	1
IRAS 17208+0014 .....	173	21.9	131	16	11	3.7	SB	SB	H II	SB	1
IRAS 12112+0305 .....	297	17.6	101	13	7.6	...	SB	SB	LIN	SB	1
IRAS 23365+3604 .....	261	13.2	69	6.6	4.1	...	...	SB	LIN	SB	2, 3, 4
Arp 220 .....	73	13.0	70 <sup>a</sup>	8.3 <sup>a</sup>	4.8	1.1	SB	SB	LIN	AGN?	1
Mrk 273 .....	152	12.5	55 <sup>a</sup>	13 <sup>a</sup>	5.7	2.8	AGN	AGN	Sy2	AGN	1
VII Zw 31 .....	220	8.2	114 <sup>a</sup>	8.4 <sup>a</sup>	6.9	...	...	...	H II	...	5
NGC 6240 .....	98	6.1	82 <sup>a</sup>	13 <sup>a</sup>	9.6	2.0	AGN	SB	LIN	AGN	1
Arp 55 .....	161	4.5	127 <sup>a</sup>	5.1	4.2	...	...	...	H II	...	2
NGC 695 .....	131	4.2	48 <sup>a</sup>	1.7	2.6	...	...	SB	H II	...	2, 6
Arp 193 .....	94	3.9	38	1.8	3.5	1.3	...	SB	LIN	...	2, 6
NGC 7469 .....	66	3.9	34 <sup>a</sup>	2.0	2.9	0.35	...	SB	Sy1	AGN	2, 7
Arp 299A .....	42	3.2	13 <sup>a</sup>	0.89	1.7	0.37	...	SB	H II	AGN?	5, 7, 8
Arp 299B+C .....	42	2.5	14 <sup>a</sup>	0.54	0.84	0.11	...	SB	H II	AGN	5, 7, 8
Mrk 331 .....	72	2.6	42 <sup>a</sup>	1.9	2.4	0.34	...	SB	H II	...	2, 6
NGC 7771 .....	57	2.1	43 <sup>a</sup>	3.2	3.0	<0.70	...	SB	H II	...	2, 6

NOTES.—The luminosity distance,  $D_L$ , was calculated assuming  $H_0 = 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $q_0 = 0.5$ . The luminosities were computed according to the Sanders & Mirabel (1996) and Solomon et al. (1997) formulae.  $L' = \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ , in  $T_{\text{mb}}$  scale.

<sup>a</sup> Single-dish data taken from the literature.

REFERENCES.—(1) Risaliti et al. 2006 and references therein. (2) Veilleux et al. 1995. (3) Rigopoulou et al. 1999. (4) Teng et al. 2005. (5) NASA/IPAC Extragalactic Database. (6) Lu et al. 2003. (7) Genzel et al. 1998. (8) Ballo et al. 2004.

shown in Figure 1a, the HCN (1–0)/CO (1–0) luminosity ratio stays fairly constant around  $\sim 0.03$ – $0.04$  for the normal galaxies of the sample from GS04a. Although with considerable scatter, the corresponding ratio for LIRGs and ULIRGs sharply increases, ranging from  $\sim 0.05$  to  $\sim 0.30$ . However, if the  $\text{HCO}^+$  (1–0) line is adopted as an alternative tracer of the dense molecular gas, the situation changes significantly. As illustrated in Figure 1b, we find an average  $\text{HCO}^+$  (1–0)/CO (1–0) ratio close to  $\sim 0.04$  in normal galaxies using the sample of Nguyen-Q-Rieu et al. (1992). In the case of LIRGs and ULIRGs, we do derive a comparatively higher  $\text{HCO}^+$ /CO ratio, suggestive of a correspondingly higher fraction of dense gas at higher  $L_{\text{IR}}$ . However, the estimated  $\text{HCO}^+$ /CO ratio lies between  $\sim 0.05$  and  $\sim 0.13$ , i.e., a factor of 2–3 less than the corresponding range derived for the HCN/CO ratio in LIRGs and ULIRGs. Further evidence that the dense molecular gas fraction of LIRGs and ULIRGs does not increase dramatically with  $L_{\text{IR}}$  is provided by Figure 1c, which shows that the derived  $\text{HCO}^+$  (3–2)/CO (1–0) ratio is roughly constant as a function of  $L_{\text{IR}}$  for  $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$  with an average value of 0.026. We emphasize that the 3–2 line of  $\text{HCO}^+$  is a secure tracer of dense (and warm) molecular gas, as the critical density for this transition is  $n_{\text{crit}} > 10^6 \text{ cm}^{-3}$ .

Figure 2a represents the HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio as a function of  $L_{\text{IR}}$  for the LIRGs and ULIRGs in our sample. In spite of the small sample, we find an intriguing correlation between the HCN/ $\text{HCO}^+$  luminosity ratio and  $L_{\text{IR}}$ . The HCN/ $\text{HCO}^+$  ratio is seen to increase by a factor of 5 from LIRGs to ULIRGs in our sample. We discuss below various scenarios that can explain why HCN seems to be overluminous with respect to  $\text{HCO}^+$  in LIRGs and ULIRGs.

*Infrared pumping of the HCN (1–0) line.*—It has been argued that the excitation of HCN (1–0) in molecular clouds could be enhanced by infrared pumping via a  $14 \mu\text{m}$  vibrational transition near strong mid-infrared sources (Aalto et al. 1995). LIRGs and ULIRGs are likely to develop this type of environment for molecular gas. To evaluate infrared pumping, we should ideally know the intensity of the mid-IR field felt by the molecules in each source. This would require a number of assumptions to be made on the geometry of the problem and on the degree of clumpiness of molecular gas. Following an empirical approach,

we have compared the ratio of HCN and  $\text{HCO}^+$  luminosities with an estimate of the excess in the  $12 \mu\text{m}$  IRAS band: the ratio between the 12 and  $100 \mu\text{m}$  IRAS density fluxes  $f_{12}/f_{100}$  (see Fig. 2b; the  $12 \mu\text{m}$  IRAS band covers the range of the HCN vibrational transition at  $14 \mu\text{m}$ ). The observed lack of correlation between HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) and  $f_{12}/f_{100}$  argues against infrared pumping of HCN (1–0) (see also the discussion in GS04a). However, caution is required when interpreting the  $f_{12}/f_{100}$  ratio as a measure of the mid-IR excess in the case of heavily obscured LIRGs and ULIRGs due to the high extinction in the mid-IR range (e.g., Soifer et al. 2002; Imanishi et al. 2006). The absence of correlation cannot be taken as firm evidence against IR pumping. On the other hand, the  $\text{HCO}^+$  line could also be affected by IR pumping via a  $12 \mu\text{m}$  vibrational transition. Even more, the conditions for infrared pumping for HCN (1–0) and  $\text{HCO}^+$  (1–0) are similar in terms of the required intensity of the IR field (Carroll & Goldsmith 1981), a result that argues against this scenario.

*Chemical enhancement of HCN in star-forming regions.*—There is observational evidence that the abundance of HCN can be enhanced in the molecular gas closely associated with high-mass star-forming regions (e.g., Blake et al. 1987). In contrast with quiescent molecular clouds, the measured HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio is high ( $\geq 1.5$ –2) in Galactic giant molecular clouds (Turner & Thaddeus 1977). More recently, Pirogov (1999) published a survey of 34 bright far-IR sources in the outer Galaxy identified as embedded high-mass star-forming cores. Their results confirm that the HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio is high in these regions: we have estimated that the average HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio is  $\approx 2.3$  for their sample. The densest [ $n(\text{H}_2) \geq 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ] and hottest ( $T_k \geq 100 \text{ K}$ ) phase of the molecular star-forming complexes (the “hot core” phase) can be a privileged niche for HCN chemistry, favored by the evaporation of grain mantles. If the number of hot cores in LIRGs and ULIRGs exceeded that in our Galaxy by at least an order of magnitude, the observed HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) luminosity ratio could be thus accounted by a pure star formation scenario. In this case, the reliability of HCN as a straightforward tracer of dense molecular gas should be equally put on hold.

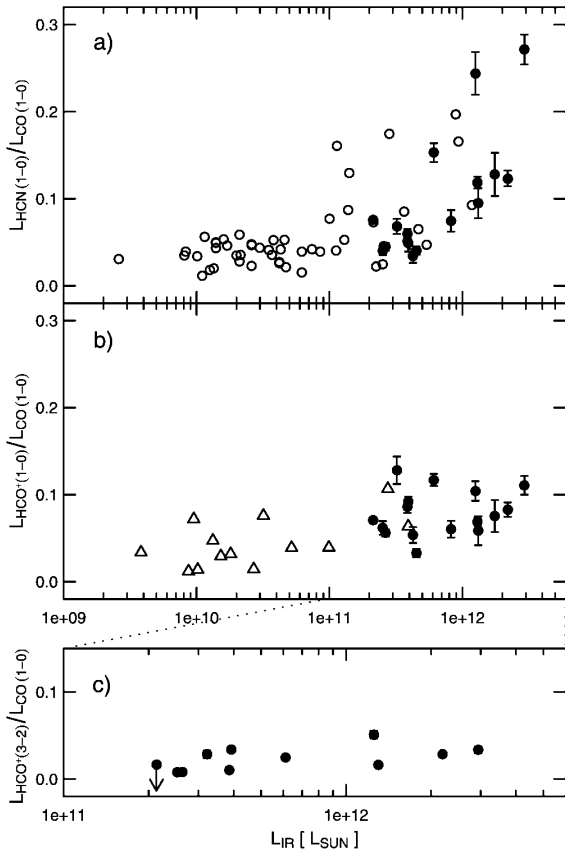


FIG. 1.—Variation of the HCN (1–0)/CO (1–0) (a) and  $\text{HCO}^+$  (1–0)/CO (1–0) (b) luminosity ratios from normal galaxies ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ) to LIRGs and ULIRGs ( $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ). The open circles (triangles) correspond to galaxies from the GS04a (Nguyen-Q-Rieu et al. 1992) sample. The  $\text{HCO}^+$  (3–2)/CO (1–0) ratio (c) shows little variation within the explored range for LIRGs and ULIRGs. Filled circles correspond to our sample in all panels.

*Chemical enhancement of HCN in X-ray-dominated regions of AGNs.*—Molecular gas can be exposed to a strong X-ray irradiation close to the central engines of active galaxies. In contrast to UV photons, hard X-rays are efficient at penetrating huge gas column densities out to  $A_v = 100$ –1000 (Lepp & Dalgarno 1996; Maloney et al. 1996). There is founded evidence that the circumnuclear disks (CNDs) of some nearby Seyfert galaxies can become giant X-ray-dominated regions (XDRs; Kohno et al. 2001; Usero et al. 2004). In the case of ULIRGs, it has been proposed that buried AGNs may create extended XDRs rather than develop narrow-line regions around their central engines, making the identification of AGNs in the optical difficult (Imanishi et al. 2006). In particular, the influence of X-rays can enhance the abundance of HCN relative to other tracers of the dense molecular gas such as  $\text{HCO}^+$  (Lepp & Dalgarno 1996).

Kohno et al. (2001) have proposed the use of a diagnostic tool to distinguish between “pure” AGNs and “composite” starbursts+AGNs in nearby Seyfert galaxies, by exploring the range of variation of the HCN (1–0)/ $\text{HCO}^+$  (1–0) and HCN (1–0)/CO (1–0) ratios. We have applied such a diagnostic tool to our sample. As shown in Figure 2c, LIRGs and ULIRGs mostly populate the location of the composite AGN family in

the diagram. However, compared to nearby Seyfert galaxies, we find more LIRGs/ULIRGs in the transition zone between composite and pure AGNs (see Fig. 3 of Kohno 2005). This is an indication that XDR chemistry could be at work in enshrouded AGNs in these intermediate objects. According to Figure 2c, Mrk 231 and Mrk 273 happen to lie in the pure AGN area. Of particular note, these two ULIRGs present firm evidence for hosting an embedded AGN in other wavelengths (see Table 1). Contrary to Kohno et al. (2001), who derived their ratios from interferometer intensity maps of the CND of nearby Seyfert galaxies, the ratios shown in Figure 2c for LIRGs and ULIRGs represent total disk luminosity ratios. Therefore, the case for a giant XDR in Mrk 231 and Mrk 273 is more compelling than in nearby Seyfert galaxies, as their ratios are here weighted by the total content of their molecular disks, including the contribution from the starburst and the AGN.

#### 4. IS $\text{HCO}^+$ A TRUE TRACER OF DENSE GAS IN ULIRGS?

Most of the theoretically founded doubts have been thus far cast on the interpretation of the HCN/CO ratio as to provide a quantitative estimate of the fraction of dense molecular gas in ULIRGs. However, the intriguing trend shown in Figure 2a could be alternatively interpreted as due to a possible deficiency of  $\text{HCO}^+$  relative to HCN in ULIRGs. In particular, it is tempting to try to make a link between a hypothetical deficiency of  $\text{HCO}^+$  and the well-known deficiency of the [C II] 158  $\mu\text{m}$  line relative to  $L_{\text{FIR}}$  in ULIRGs (Luhman et al. 2003). Observational and theoretical evidence argue against this scenario, however. First, the bulk of the [C II] 158  $\mu\text{m}$  and  $\text{HCO}^+$  (1–0) line emissions are not expected to arise, on average, from the same neutral phase of the interstellar medium. Besides the fact that the critical densities of the two transitions markedly differ ( $n_{\text{crit}} \text{HCO}^+$  (1–0)  $\geq 10 n_{\text{crit}} [\text{C II}]$ ), photodissociation region (PDR) models predict that the bulk of the contribution to low- $J$   $\text{HCO}^+$  lines should come from the inner layers of the PDR, where the abundance of  $\text{C}^+$  is diminished (Sternberg & Dalgarno 1995). Moreover, significant non-PDR contributions to the  $\text{HCO}^+$  (1–0) line are very likely. In addition, most of the explanations brought forward thus far to solve the [C II] puzzle in ULIRGs invoke a quenching of the 158  $\mu\text{m}$  line of  $\text{C}^+$  rather than a lower ionization degree in the PDR phase anyway (Luhman et al. 2003). In conclusion, there is no well-founded evidence pointing to a physical link between a hypothetical deficiency of  $\text{HCO}^+$  in ULIRGs and the well-established deficiency of the [C II] 158  $\mu\text{m}$  line in these galaxies. Other possible scenarios invoking a deficiency of  $\text{HCO}^+$  should be explored in the future, however.

#### 5. CONCLUSIONS AND PERSPECTIVES

Preliminary results of the first  $\text{HCO}^+$  survey conducted in LIRGs and ULIRGs provide evidence that HCN may not be a *true* tracer of dense molecular gas in these galaxies. Different mechanisms can make for HCN (1–0) being overluminous with respect to  $\text{HCO}^+$  (1–0). The caveats on the interpretation of HCN observations highlight the need of surveys in other molecular species that together provide an unbiased estimate of the dense molecular gas fraction of LIRGs and ULIRGs. This question is central to disentangling the different power sources of the huge infrared luminosities of these galaxies. The variation of the  $\text{HCO}^+$  (1–0)/CO (1–0) ratio among the sample galaxies shows that the fraction of dense molecular gas of LIRGs and ULIRGs is, on average, a factor of  $\sim 2$  higher than that of normal galaxies (Fig. 1b). This is considerably less than the corresponding num-

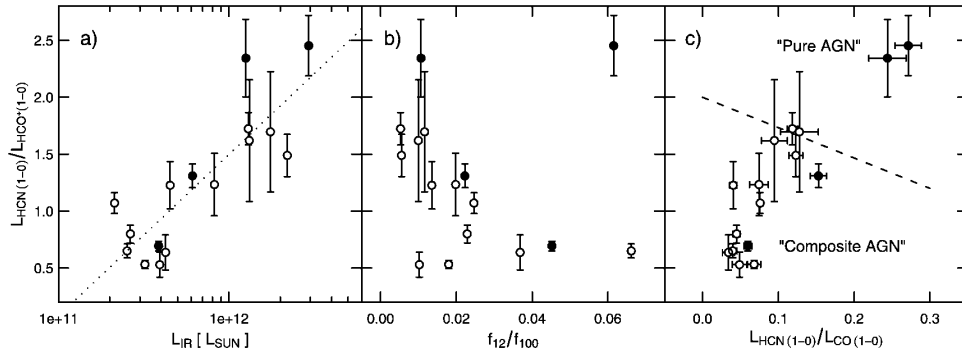


FIG. 2.—(a) Correlation between the HCN (1–0)/HCO<sup>+</sup> (1–0) luminosity ratio and  $L_{\text{IR}}$  for the sample of LIRGs and ULIRGs considered in this Letter (the linear regression fit to the data gives a correlation coefficient  $R = 0.84$ ). (b) The HCN (1–0)/HCO<sup>+</sup> (1–0) ratio shows no correlation with the infrared color  $f_{12}/f_{100}$ . (c) Location of LIRGs and ULIRGs of our sample in the two-dimensional diagnostic diagram of Kohno et al. (2001). Filled symbols represent LIRGs and ULIRGs with secure identification of an embedded AGN.

ber derived from HCN (i.e., a factor of  $\sim 4$ – $5$ ). The increase in the dense gas fraction derived from HCO<sup>+</sup> would fall short of explaining the observed  $L_{\text{IR}}$  for ULIRGs in the purely star formation scenario of GS04a and GS04b. Instead, this result suggests that the contribution to  $L_{\text{IR}}$  from an embedded AGN source would amount to  $\sim 50\%$  in the most extreme ULIRGs of our sample (Mrk 231 and Mrk 273). Most remarkably, the correlation found between the HCN (1–0)/HCO<sup>+</sup> (1–0) ratio and  $L_{\text{IR}}$  for LIRGs and ULIRGs runs in parallel with the long-known general tendency of finding more AGN signatures in ULIRGs with increasing  $L_{\text{IR}}$  (Veilleux et al. 1995). This seems to be confirmed by the derived location of Mrk 231 and Mrk 273 in the correlation plot of Figure 2a but also by the position of these galaxies in the diagnostic tool of Figure 2c. More recently, HCN observations of an ultraluminous quasar at  $z = 3.9$  (Wagg et al. 2005)

have shown that the HCN/CO abundance ratio could be increased due to the presence of an AGN that dominates the bulk of the IR emission.

The extension of this work to galaxies with higher  $L_{\text{IR}}$  will help to shed light on the relative contribution of star formation and AGNs to the huge infrared luminosity of high- $z$  objects. In particular, future results coming out from the extension of this survey to other molecular lines will allow us to better constrain the physical and chemical status of the dense molecular gas in ULIRGs (Graciá-Carpio et al. 2006, in preparation).

This work has been partially supported by the Spanish MEC and Feder funds under grant ESP2003-04957 and by SEPCT/MEC under grants AYA2003-07584 and AYA2002-01055.

#### REFERENCES

- Aalto, S., Booth, R. S., Black, J. H., & Johansson, L. E. B. 1995, *A&A*, 300, 369  
 Ballo, L., Braitto, V., Della Ceca, R., Maraschi, L., Tavecchio, F., & Dadina, M. 2004, *ApJ*, 600, 634  
 Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621  
 Carroll, T. J., & Goldsmith, P. F. 1981, *ApJ*, 245, 891  
 Downes, D., & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615  
 Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63 (GS04a)  
 ———. 2004b, *ApJ*, 606, 271 (GS04b)  
 Genzel, R., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579  
 Imanishi, M., Dudley, C. C., & Maloney, P. R. 2006, *ApJ*, 637, 114  
 Kohno, K. 2005, in *AIP Conf. Proc.* 783, *The Evolution of Starbursts*, ed. S. Hüttemeister et al. (New York: AIP), 203  
 Kohno, K., Matsushita, S., Vila-Vilaró, B., Okumura, S. K., Shibatsuka, T., Okiura, M., Ishizuki, S., & Kawabe, R. 2001, in *ASP Conf. Ser.* 249, *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*, ed. J. H. Knapen et al. (San Francisco: ASP), 672  
 Lepp, S., & Dalgarno, A. 1996, *A&A*, 306, L21  
 Lu, N., et al. 2003, *ApJ*, 588, 199  
 Luhman, M. L., Satyapal, S., Fischer, J., Wolfire, M. G., Sturm, E., Dudley, C. C., Lutz, D., & Genzel, R. 2003, *ApJ*, 594, 758  
 Maloney, P. R., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 466, 561  
 Nguyen-Q-Rieu, Jackson, J. M., Henkel, C., Truong, B., & Mauersberger, R. 1992, *ApJ*, 399, 521  
 Pirogov, L. 1999, *A&A*, 348, 600  
 Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., Lutz, D., Moorwood, A. F. M., & Tran, Q. D. 1999, *AJ*, 118, 2625  
 Risaliti, G., et al. 2006, *MNRAS*, 365, 303  
 Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749  
 Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Soifer, B. T. 1991, *ApJ*, 370, 158  
 Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., Madore, B. F., Matthews, K., Neugebauer, G., & Scoville, N. Z. 1988, *ApJ*, 325, 74  
 Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., Egami, E., & Weinberger, A. J. 2002, *AJ*, 124, 2980  
 Solomon, P. M., Downes, D., & Radford, S. J. E. 1992, *ApJ*, 387, L55  
 Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144  
 Sternberg, A., & Dalgarno, A. 1995, *ApJS*, 99, 565  
 Teng, S. H., Wilson, A. S., Veilleux, S., Young, A. J., Sanders, D. B., & Nagar, N. M. 2005, *ApJ*, 633, 664  
 Turner, B. E., & Thaddeus, P. 1977, *ApJ*, 211, 755  
 Usero, A., García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Rodríguez-Fernández, N. J. 2004, *A&A*, 419, 897  
 Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 171  
 Wagg, J., Wilner, D. J., Neri, R., Downes, D., & Wiklind, T. 2005, *ApJ*, 634, L13



## 8 Estudio del gas molecular denso en una muestra de LIRGs y ULIRGs (II)

La publicación de los resultados de nuestras observaciones en Graciá-Carpio et al. (2006, capítulo 7) contribuyó en gran medida<sup>1</sup> a relanzar el estudio de las propiedades del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs, motivando nuevas líneas de investigación en otros grupos ajenos al nuestro. En dicho artículo se cuestionaba por primera vez de forma clara el empleo de la luminosidad de la línea HCN(1 – 0) como trazador no sesgado de la masa total de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas en particular, y el resto de las galaxias en general, y se ponía de manifiesto la necesidad de observar otros trazadores del gas molecular denso para obtener una imagen fiable de las propiedades físicas y químicas del gas molecular en estas galaxias.

Desde el año 2006 hasta ahora se han publicado numerosos estudios teóricos y observacionales con el objetivo de comprender qué tipo de efectos son los que modifican en mayor medida la luminosidad de las transiciones moleculares en las LIRGs y las ULIRGs del Universo local (e.g., Imanishi et al. 2006b, 2007; Greve et al. 2006b; Evans et al. 2006; Papadopoulos 2007; Aalto et al. 2007a,b, 2008; Baan et al. 2008; Mangum et al. 2008; Vega et al. 2008; Bussmann et al. 2008; Loenen et al. 2008), en las galaxias espirales de menor luminosidad con *starbursts* nucleares y AGNs (e.g., Martín et al. 2006, 2008; Krips et al. 2007, 2008; Knudsen et al. 2007; Pérez-Beaupuits et al. 2007; Yamada et al. 2007; Levine et al. 2008; Bayet et al. 2008a) y en las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo (e.g., García-Burillo et al. 2006; Riechers et al. 2006b, 2007a,b; Lintott & Viti 2006; Guélin et al. 2007; Gao et al. 2007; Weiß et al. 2007; Bayet et al. 2008b). El reducido número de galaxias y transiciones observadas, así como la baja señal a ruido de las detecciones, hacen que los resultados extraídos de estos estudios sean por el momento poco concluyentes. Sin embargo, las variaciones obser-

---

<sup>1</sup>Desde su publicación en abril de 2006 dicho artículo ha sido citado por otros estudios en 48 ocasiones, según la base de datos ADS (*SAO/NASA Astrophysics Data System*).

vadas en los cocientes de líneas moleculares entre las diferentes muestras de galaxias estudiadas indican que estos cocientes son sensibles a las condiciones físicas y químicas del gas molecular. Gracias a ello, en un futuro, una vez que los modelos de química del gas molecular hayan alcanzado un mayor grado de madurez, estos cocientes de líneas podrán ser utilizados para estudiar los procesos de formación estelar y actividad nuclear que tienen lugar en las regiones centrales de las galaxias más oscurecidas.

El interferómetro milimétrico y submilimétrico ALMA (*Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*) supondrá un salto significativo tanto en resolución angular como en sensibilidad respecto a los radiotelescopios actuales, lo que permitirá solventar la mayor parte de las limitaciones de los estudios que se han venido realizando hasta ahora. Una vez finalizada su construcción, prevista para el año 2012, será posible observar grandes muestras de galaxias en numerosas moléculas y transiciones, todo ello con resoluciones espaciales del tamaño de las nubes moleculares de nuestra galaxia.

Hasta entonces, con los radiotelescopios actuales todavía se pueden estudiar varios problemas clave sobre las propiedades globales del gas molecular en las LIRGs y las ULIRGs. Por ejemplo, en Graciá-Carpio et al. (2006) comprobamos que el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  aumentaba con la luminosidad infrarroja de las galaxias, pero con la información disponible en ese momento no pudimos aclarar la causa principal de dicho aumento y en qué medida reflejaba una variación real del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  o simplemente que las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  trazan fases distintas del gas molecular (la densidad crítica de la línea  $J = 1 - 0$  de la molécula de HCN es unas seis veces mayor que la de  $\text{HCO}^+$ ). Una forma de resolver este problema es observando las transiciones rotacionales  $J = 3 - 2$  de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$ . Con la ayuda añadida de estas transiciones es posible derivar mediante un modelo de excitación molecular y transferencia radiativa las propiedades físicas y químicas del gas molecular denso en las galaxias infrarrojas y a partir de ellas estimar el valor del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$ .

Otro problema clave es la determinación de la ley de Kennicutt-Schmidt (KS) del gas molecular denso:  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{denso}}^{N'}$ . Como ya vimos en la sección 3.3.1, la estrecha correlación lineal entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  observada por Gao & Solomon (2004a,b) en una muestra de 64 galaxias espirales, LIRGs y ULIRGs les llevó a concluir que el exponente  $N'$  de la ley de KS debía ser  $\simeq 1$ , significativamente menor que el determinado a partir de las observaciones de CO ( $N = 1.4 - 2$ , § 3.2.4). Para comprobar este resultado es

necesario ajustar directamente las densidades superficiales  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{denso}}$  en lugar de las luminosidades  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , algo que no se ha realizado hasta la fecha.

Recientemente Krumholz & Thompson (2007) y Narayanan et al. (2008b) han intentado explicar por qué la ley de KS toma exponentes distintos dependiendo del trazador del gas molecular empleado. Según estos autores existe una única ley de Schmidt universal que relaciona las propiedades de la formación estelar con las del gas molecular:

$$\rho_{\text{SFR}} \propto \bar{\rho}_{\text{gas}}^n \quad (8.1)$$

donde  $\rho_{\text{SFR}}$  y  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$  son, respectivamente, las densidades promedio de la formación estelar y del gas molecular, y  $n \simeq 1.5$  es la pendiente de la ley de Schmidt cuando ésta se representa en escala logarítmica. Las diferentes leyes de KS experimentales aparecerían como consecuencia de la forma en la que la luminosidad de la transición empleada traza  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$ . La densidad crítica efectiva de la línea CO(1–0) es menor que la densidad promedio del gas molecular de la mayoría de las galaxias. Esto hace que  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  aumente de forma lineal con  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$ , lo que determina que la ley de KS derivada en base a esta transición tenga  $N \simeq n$ . Por el contrario, la densidad crítica efectiva de la línea HCN(1–0) suele ser mayor que la densidad promedio del gas molecular en las galaxias. Esto hace que  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  trace siempre la misma fase del gas molecular y que la ley de KS determinada con esta transición tenga  $N' \simeq 1$ .

Ambos modelos predicen que la pendiente de la ley de KS determinada con la línea HCN(1–0) debe aproximarse a  $n$  cuando la densidad promedio del gas molecular de las galaxias estudiadas sea mayor que la densidad crítica efectiva de la transición. Según estos autores, el aumento de la pendiente entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  observado a partir de  $L_{\text{IR}} \sim 10^{13} L_{\odot}$  para las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo (Gao et al. 2007; Riechers et al. 2007a; Graciá-Carpio et al. 2008a) estaría indicando que la densidad promedio del gas molecular en estas galaxias es significativamente mayor que en las galaxias del Universo local y que dicha densidad es además mayor que la densidad crítica efectiva de la transición HCN(1–0). Como ya vimos en el capítulo anterior, la densidad promedio del gas molecular es mayor en las LIRGs y las ULIRGs que en las galaxias espirales de menor luminosidad, por lo que es probable que el cambio en la pendiente de la ley de KS del gas molecular denso comience a producirse a partir de  $L_{\text{IR}} \sim 10^{11} - 10^{12} L_{\odot}$ . De nuevo, la mejor forma de detectar este cambio es estudiando directamente las densidades superficiales  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{denso}}$ .

Con estos objetivos en mente nuestro grupo llevó a cabo nuevas observaciones de las líneas  $\text{HCN}(3-2)$  y  $\text{HCO}^+(3-2)$  con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM en la misma muestra de galaxias infrarrojas estudiada en Graciá-Carpio et al. (2006), a la que añadimos la galaxia UGC 05101 para formar una muestra total de 17 LIRGs y ULIRGs. Parte de las líneas  $\text{HCN}(1-0)$  empleadas en Graciá-Carpio et al. (2006) no las habíamos observado nosotros, sino que las tomamos de publicaciones anteriores (Solomon et al. 1992; Gao & Solomon 2004a,b). Con el fin de evitar cualquier tipo de error sistemático asociado con dichas observaciones que podrían terminar afectando a los cocientes de líneas moleculares estudiados, decidimos observarlas de nuevo. La combinación de nuestra muestra de galaxias infrarrojas con otras muestras de galaxias observadas en  $\text{HCN}(1-0)$  nos permitió estudiar por primera vez en detalle la ley de KS del gas molecular denso.

Los resultados de estos estudios se publicaron en forma de artículo en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Graciá-Carpio et al. 2008b). Hemos incluido una copia de dicho artículo al final del capítulo. Resumimos a continuación los principales resultados obtenidos:

- Hemos detectado las líneas  $\text{HCN}(1-0)$  y  $\text{HCO}^+(1-0)$  en las 17 galaxias de la muestra y las líneas  $\text{HCN}(3-2)$  y  $\text{HCO}^+(3-2)$  en 10 y 14 galaxias, respectivamente. Además hemos obtenido cotas superiores a la intensidad de la línea  $\text{HCN}(3-2)$  en otras tres fuentes y una cota superior a la intensidad de la línea  $\text{HCO}^+(3-2)$  en otra galaxia. Este es el mayor estudio realizado hasta la fecha sobre las propiedades del gas molecular denso en las galaxias infrarrojas.
- Hemos encontrado diferencias significativas entre las luminosidades de las líneas  $\text{HCN}(1-0)$  derivadas a partir de nuestras observaciones y las medidas por Solomon et al. (1992) y Gao & Solomon (2004a,b). En promedio sus luminosidades de  $\text{HCN}(1-0)$  son el doble de las nuestras en el 60 % de las galaxias estudiadas. Hemos atribuido estas diferencias a un problema de calibración en las observaciones de Solomon et al. (1992), realizadas entre los años 1988 y 1991 con el radiotelescopio de 30 metros de IRAM, ya que en esa época la calibración del radiotelescopio era mucho más incierta de lo que lo es en la actualidad. Una prueba de la validez de nuestras observaciones es que los flujos de las líneas  $\text{HCN}(1-0)$  de varias galaxias de nuestra muestra coinciden con los determinados por otros autores en esas mismas galaxias mediante observaciones interferométricas (Taccioni et al. 1999; Nakanishi et al. 2005; Imanishi et al. 2006b, 2007). Estos trabajos

sólo recuperaban una pequeña fracción del flujo de HCN(1–0) medido por Solomon et al. (1992), lo cual no tenía demasiado sentido porque las distribuciones de gas molecular denso en las galaxias infrarrojas no son lo suficientemente extensas como para que las observaciones interferométricas filtren una parte significativa de la emisión de la línea HCN(1–0). Estas inconsistencias desaparecen ahora con nuestras nuevas observaciones.

- Hemos encontrado que la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso ( $SFE_{\text{denso}}$ ), estimada a partir del cociente de luminosidades  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , varía con la luminosidad infrarroja de las galaxias:  $SFE_{\text{denso}}$  es entre dos y tres veces mayor en las LIRGs y las ULIRGs que en las galaxias espirales de menor luminosidad. Si bien ya existían indicios de que la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso es mayor en las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo (Gao et al. 2007; Riechers et al. 2007a; Graciá-Carpio et al. 2008a), esta es la primera vez que se obtiene un resultado similar para las LIRGs y las ULIRGs. Este resultado difiere notablemente del encontrado por Gao & Solomon (2004a,b) en la misma muestra de galaxias. Según estos autores la única diferencia entre las galaxias infrarrojas y las galaxias espirales es que las primeras tienen una mayor cantidad de gas molecular denso, pero dicho gas produce estrellas con la misma eficiencia independientemente del tipo de galaxia en la cual se encuentre. Lo que hace que nuestros resultados difieran de los de Gao & Solomon (2004a,b) es que para calcular  $SFE_{\text{denso}}$  estos autores utilizaron las luminosidades de las líneas HCN(1–0) de Solomon et al. (1992), las cuales ya hemos visto que están afectadas por problemas de calibración.
- La variación de  $SFE_{\text{denso}}$  con  $L_{\text{FIR}}$  indica que la relación entre  $L_{\text{FIR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  no es lineal. Con el objetivo de comprobar este resultado hemos representado  $L_{\text{FIR}}$  frente a  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  para una muestra de 88 galaxias, en la que hemos incluido nuestra muestra de 17 LIRGs y ULIRGs, la muestra de galaxias espirales normales, LIRGs y ULIRGs de Gao & Solomon (2004a,b), la muestra de PG QSOs estudiada por Evans et al. (2006) y una muestra completa de galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo para las que existen observaciones de HCN disponibles (Gao et al. 2007, y referencias allí indicadas). El ajuste ortogonal de los datos dio como resultado que  $L_{\text{FIR}}$  y  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  siguen una relación no lineal de la forma  $L_{\text{FIR}} \simeq 9 L'_{\text{HCN}(1-0)}^{1.23 \pm 0.06}$ .
- Hemos estudiado la ley de Kennicutt-Schmidt (KS) del gas molecular denso en la muestra de 88 galaxias. Para ello hemos estimado la tasa de formación estelar

de las galaxias (SFR) a partir de su luminosidad en el infrarrojo lejano y su masa de gas molecular denso ( $M_{\text{denso}}$ ) a partir de  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  suponiendo un factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  constante e igual a  $10 M_{\odot} L^{-1}$ . Hemos utilizado  $L_{\text{FIR}}$  en lugar de  $L_{\text{IR}}$  para calcular SFR porque  $L_{\text{FIR}}$  tiene menos posibilidades de verse afectada por la emisión de un AGN oscurecido que  $L_{\text{IR}}$  (e.g., Rowan-Robinson & Crawford 1989). A partir de SFR y  $M_{\text{denso}}$  hemos calculado  $\Sigma_{\text{SFR}}$  y  $\Sigma_{\text{denso}}$  dividiendo por el tamaño de las distribuciones de CO de las galaxias. Los resultados obtenidos tras representar  $\Sigma_{\text{SFR}}$  frente a  $\Sigma_{\text{denso}}$  indican que el exponente  $N'$  de la ley de KS del gas molecular denso es igual a  $1.12 \pm 0.04$ . Tras inspeccionar los residuos del ajuste encontramos que los datos podían ajustarse mejor utilizando dos ajustes ortogonales independientes, uno con  $N' = 0.88 \pm 0.07$  para las galaxias espirales con  $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$  y otro con  $N' = 1.14 \pm 0.06$  para las LIRGs y las ULIRGs del Universo local, los PG QSOs y las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo. La variación de la pendiente de la ley de KS es estadísticamente significativa, por lo que se puede concluir que las leyes que describen las propiedades de formación estelar del gas molecular denso difieren en estos dos grupos de galaxias.

- Hemos utilizado las líneas  $J = 1 - 0$  y  $3 - 2$  de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  para constreñir las propiedades físicas ( $n_{\text{H}_2}$  y  $T_k$ ) y químicas ( $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ ) del gas molecular denso en nuestra muestra de galaxias infrarrojas. Para ello hemos empleado un modelo de excitación y transferencia radiativa basado en la aproximación LVG (*Large Velocity Gradient*), con el que hemos tratado de ajustar los cocientes de líneas moleculares  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$ ,  $L'_{\text{HCN}(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(3-2)}$  y  $L'_{\text{HCO}^+(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  medidos en cada una de las galaxias. Se han considerado dos escenarios posibles para explicar las propiedades del gas molecular denso en las galaxias infrarrojas. En primer lugar hemos considerado un modelo monofase descrito por una única densidad, temperatura cinética y cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ . Los ajustes obtenidos muestran que en promedio el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  aumenta con la luminosidad infrarroja de las galaxias. El caso más extremo es el de la galaxia Arp 220, para la que hemos estimado un cociente  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 30$ . A partir de los resultados de los ajustes hemos calculado el valor del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  para cada una de las galaxias estudiadas y hemos comprobado que disminuye con  $L_{\text{FIR}}$ : las ULIRGs tienen factores de conversión entre tres y cuatro veces menores que las LIRGs. En segundo lugar hemos considerado un modelo con dos fases: una fase densa y caliente asociada a las regiones en las que tiene lugar la

formación de estrellas masivas ( $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_k = 80 \text{ K}$ ), en la que hemos supuesto que la molécula de HCN es sobreabundante respecto a la molécula de  $\text{HCO}^+$  ( $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] = 10^3$ , § 3.4.2), y una fase más fría y menos densa con características similares a las de las nubes moleculares frías de nuestra galaxia ( $n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_k = 25 \text{ K}$  y  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] = 1$ ). Los ajustes obtenidos con este segundo modelo indican que el factor de llenado de la fase densa y caliente aumenta con la luminosidad infrarroja de las galaxias. Si bien en este caso las abundancias globales de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  son parecidas, al igual que en el modelo monofase, el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  disminuye con  $L_{\text{FIR}}$ . Por lo tanto, sea cual sea el modelo empleado para ajustar los cocientes de luminosidades moleculares de las galaxias infrarrojas, uno obtiene como conclusión que  $X_{\text{HCN}}$  debe disminuir con  $L_{\text{FIR}}$ .

- El hecho de que  $X_{\text{HCN}}$  sea menor en las ULIRGs refuerza aún más nuestros resultados sobre la ley de KS y la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso, en el sentido de que las variaciones observadas son cotas inferiores a las variaciones reales. Es decir, el aumento de  $\text{SFE}_{\text{denso}}$  con  $L_{\text{FIR}}$  debe ser mayor que el estimado a partir del cociente de luminosidades  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  y la pendiente de la ley de KS del gas molecular denso de las galaxias infrarrojas, los PG QSOs y las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo debería ser también mayor que la obtenida suponiendo un factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  constante.
- Hemos propuesto varias alternativas para explicar el aumento de la pendiente de la ley de KS del gas molecular denso a partir de  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$ . Los modelos de Krumholz & Thompson (2007) y Narayanan et al. (2008b) predicen que la pendiente de la ley de KS estimada a partir de una determinada transición molecular debe aumentar cuando la densidad promedio del gas molecular de las galaxias sea mayor que la densidad crítica de la transición en cuestión. Según esto, el aumento de la pendiente de la ley de KS a partir de  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$  estaría indicando que la densidad promedio del gas molecular en las galaxias infrarrojas es mayor o comparable a la densidad crítica de la línea  $\text{HCN}(1-0)$ . Otra posibilidad es que el aumento de la pendiente de la ley de KS refleje una variación real de las leyes que gobiernan la formación estelar en las galaxias infrarrojas, los PG QSOs y las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo. Por ejemplo, las interacciones galácticas, comunes en este tipo de objetos, podrían dar lugar a nuevos mecanismos de formación estelar, con el consiguiente aumento de la eficiencia formación estelar del gas molecular denso. También es posible que  $L_{\text{FIR}}$  no trace de forma

adecuada la tasa de formación estelar. Las elevadas densidades y temperaturas del gas molecular en las galaxias infrarrojas podían favorecer una función inicial de masas (IMF, *Initial Mass Function*) con una proporción mayor de estrellas masivas que la IMF de la vecindad solar (e.g., Klessen et al. 2007). En ese caso habría que disminuir el factor de conversión entre  $L_{\text{FIR}}$  y SFR, lo que desplazaría a estas galaxias hacia los valores de  $\Sigma_{\text{SFR}}$  predichos por la ley de KS de las galaxias espirales. Por último, cabe la posibilidad de que un AGN oscurecido esté contribuyendo de forma significativa a la luminosidad en el infrarrojo lejano de las galaxias, lo que explicaría que no sigan la ley de KS de las galaxias espirales y que sus cocientes de luminosidades  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  sean mayores.

- A pesar de que por el momento no hemos podido concluir cuál de estos efectos es el causante principal de la variación de la pendiente de la ley de KS, con este trabajo hemos puesto de manifiesto cómo a partir del estudio de las propiedades físicas y químicas del gas molecular es posible extraer conclusiones sobre las leyes que regulan la formación estelar en las galaxias y estudiar su evolución a lo largo de la edad del Universo.



# Evidence of enhanced star formation efficiency in luminous and ultraluminous infrared galaxies<sup>★</sup>

J. Graciá-Carpio<sup>1,2</sup>, S. García-Burillo<sup>2</sup>, P. Planesas<sup>2</sup>, A. Fuente<sup>2</sup>, and A. Usero<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> FRACTAL SLNE, Castillo de Belmonte 1, Bloque 5 Bajo A, 28232 Las Rozas de Madrid, Spain  
 e-mail: j.gracia@oan.es

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico Nacional (OAN), Observatorio de Madrid, Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain

<sup>3</sup> Centre for Astrophysics Research, University of Hertfordshire, College Lane, AL10 9AB, Hatfield, UK  
 e-mail: [s.gburillo;p.planesas;a.fuente;a.usero]@oan.es

Received 4 July 2007 / Accepted 4 December 2007

## ABSTRACT

We present new observations made with the IRAM 30 m telescope of the  $J = 1-0$  and  $3-2$  lines of HCN and  $\text{HCO}^+$  used to probe the dense molecular gas content in a sample of 17 local luminous and ultraluminous infrared galaxies (LIRGs and ULIRGs). These observations have allowed us to derive an updated version of the power law describing the correlation between the FIR luminosity ( $L_{\text{FIR}}$ ) and the HCN(1–0) luminosity ( $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ ) of local and high-redshift galaxies. We present the first clear observational evidence that the star formation efficiency of the dense gas ( $\text{SFE}_{\text{dense}}$ ), measured as the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  ratio, is significantly higher in LIRGs and ULIRGs than in normal galaxies, a result that has also been found recently in high-redshift galaxies. This may imply a statistically significant turn upward in the Kennicutt-Schmidt law derived for the dense gas at  $L_{\text{FIR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ . We used a one-phase large velocity gradient (LVG) radiative transfer code to fit the three independent line ratios derived from our observations. The results of this analysis indicate that the  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratios could be up to one order of magnitude higher than normal in a significant number of the LIRGs and ULIRGs in our sample. An overabundance of HCN at high  $L_{\text{FIR}}$  implies that the reported trend in the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}}$  ratio as a function of  $L_{\text{FIR}}$  would be underestimating a potentially more dramatic change of the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$ . Results obtained with two-phase LVG models corroborate that the  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ -to- $M_{\text{dense}}$  conversion factor must be lowered at high  $L_{\text{FIR}}$ . We discuss the implications of these findings for the use of HCN as a tracer of the dense molecular gas in local and high-redshift luminous infrared galaxies.

**Key words.** galaxies: evolution – galaxies: ISM – galaxies: starburst – infrared: galaxies – ISM: molecules – radio lines: galaxies

## 1. Introduction

The question of how the star formation rate (SFR) in galaxies scales with the density of the star-forming gas is a key problem in extragalactic research. Schmidt (1959) first postulated that the SFR per unit volume ( $\rho_{\text{SFR}}$ ) should vary as a power law of index  $N$  of the gas volume density ( $\rho_{\text{gas}}$ ):  $\rho_{\text{SFR}} \propto \rho_{\text{gas}}^N$ . The translation of the Schmidt law in terms of the corresponding surface densities of SFR ( $\Sigma_{\text{SFR}}$ ) and gas ( $\Sigma_{\text{gas}}$ ) would imply  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^N$ , if we assume a roughly constant scale-height of the star-forming gas in galaxies. To observationally validate the Schmidt law requires in practice finding fair quantitative tracers of  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{gas}}$ . Above a certain density threshold, determined by large-scale gravitational instability of disks (e.g., Kennicutt 1989), Kennicutt (1998) found that the disk-averaged SFRs and gas densities of a sample of  $\sim 100$  galaxies were well represented by a Schmidt law with an index  $N \sim 1.4$ , the so-called Kennicutt-Schmidt (KS) law. Kennicutt (1998) used CO and HI data to derive  $\Sigma_{\text{gas}}$ . Gao & Solomon (2004a,b, hereafter GS04a and GS04b), using a sample of 65 galaxies, derived a similar superlinear correlation between the infrared and the CO(1–0) line luminosities, taken as proxies for the SFR and the total molecular gas content, respectively:  $L_{\text{IR}} \propto L'_{\text{CO}(1-0)}^{1.4-1.7}$ . Interestingly, they found instead a tight linear correlation (i.e.,  $N \sim 1$ ) over 3 decades in  $L_{\text{IR}}$

between  $L_{\text{IR}}$  and the luminosity of the HCN(1–0) line  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ , the latter being a tracer of dense molecular gas ( $n_{\text{H}_2} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). More recently Wu et al. (2005) have extended a similar correlation to much smaller scales by observing Galactic dense cores in HCN(1–0) emission.

On theoretical grounds it is expected that the power law of the KS law should be close to 1.5. If star formation proceeds due to small-scale gravitational collapse of the gas, an index  $N = 1.5$  comes naturally, provided that a constant fraction of the gas forms stars in a free-fall time (e.g., Larson 1988). Alternatively, in a Toomre-stable galaxy disk, an index  $N = 1.5$  is expected if a constant fraction of the disk gas forms stars per unit dynamical time-scale, this being determined by the rotation period (e.g., Elmegreen 2002). More recently, Krumholz & McKee (2005) have advanced a model for star formation regulated by supersonic turbulence where  $\rho_{\text{SFR}}$  would be a power law of the mean density of the gas,  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$ , with an index  $N \sim 1.5$ .

Based on the model developed by Krumholz & McKee (2005, see also discussion in Krumholz & Tan 2007), Krumholz & Thompson (2007) have provided a framework describing to what extent the derived correlation between  $\rho_{\text{SFR}}$  and  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$  would depend on the molecular line tracer used as a proxy for  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$ . Line transitions of high effective critical densities ( $n_{\text{eff}} \sim 10^{4-5} \text{ cm}^{-3}$ ; e.g., like the low- $J$  rotational lines of HCN and  $\text{HCO}^+$ ) would only trace high-density peaks, and they would be thus insensitive to the bulk of the molecular gas in galaxies. On the contrary, transitions characterized by lower effective critical densities

<sup>★</sup> Based on observations carried out with the IRAM 30-m telescope. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

( $n_{\text{eff}} \sim 10^{-2.3} \text{ cm}^{-3}$ ; e.g., like the low- $J$  rotational lines of CO) would be better tracers of the median density of the bulk of the gas. In this scenario, the different power indexes of SFR so far obtained using either CO or HCN could be explained without violating the universality of the SFR law in galaxies described above. In particular, Krumholz & Thompson (2007) argue that the linear correlation between  $L_{\text{IR}}$  and  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  found by GS04b cannot be taken as firm evidence that the objects detected by the HCN(1–0) line represent a physically distinct star forming unit in molecular gas.

The use of HCN lines as a *true quantitative* tracer of the dense molecular gas in galaxies can face difficulties if the excitation conditions and/or the chemical environment of molecular gas depart from normalcy. This can significantly change the conversion factor between the luminosity of HCN lines and the mass of dense molecular gas. From the observational point of view, there is mounting evidence that HCN lines can be *overluminous with respect to the lines of other dense molecular gas tracers*, like  $\text{HCO}^+$ , in the circumnuclear disks of Seyferts (Kohno et al. 2001; Usero et al. 2004; Kohno 2005). A significant percentage of luminous and ultraluminous infrared galaxies (LIRGs and ULIRGs) has also been reported to show high HCN/ $\text{HCO}^+$  intensity ratios (Graciá-Carpio et al. 2006; Imanishi et al. 2006, 2007). A similar result has been recently found by García-Burillo et al. (2006) in the BAL quasar APM 08279+5255 at  $z \sim 4$ . The origin of *overluminous* HCN lines, in the terms described above, is still unclear and several theoretical scenarios have been advanced in the literature. X-rays may significantly enhance the abundance of HCN relative to other molecular species like  $\text{HCO}^+$  in enshrouded AGNs, where X-ray dominated regions (XDR) can develop (Lepp & Dalgarno 1996). More recently, Meijerink & Spaans (2005) and Meijerink et al. (2007) have proposed that photon dominated regions (PDRs) are more efficient than XDRs in elevating HCN-to- $\text{HCO}^+$  ratios in starburst galaxies. Hot core-like chemistry in starbursts have also been invoked as a mechanism responsible of enhancing HCN (Lintott & Viti 2006). Furthermore, instead of being collisionally excited, HCN lines might reflect the pumping by IR photons. These conditions can prevail in the molecular circumnuclear disks around the strong mid infrared sources typically found in AGNs (Aalto et al. 1995; García-Burillo et al. 2006; Guélin et al. 2007; Weiß et al. 2007; Aalto et al. 2007b,a).

The caveats on the use of HCN as the *only* standard tracer of the dense molecular gas in galaxies call for the observation of other molecular species and transitions, in particular in LIRGs and ULIRGs. This question is central to disentangling the different power sources of the huge infrared luminosities of these galaxies. In this paper we present new observations made with the IRAM 30 m telescope of the  $J = 1-0$  and  $3-2$  lines of HCN and  $\text{HCO}^+$  used to probe the dense molecular gas content of a sample of 17 LIRGs and ULIRGs. Preliminary results of this work were published by Graciá-Carpio et al. (2008). These observations, that complement the first  $\text{HCO}^+$  survey published by Graciá-Carpio et al. (2006, hereafter GC06) of LIRGs and ULIRGs, are used to derive a new version of the power law describing the correlation between  $L_{\text{FIR}}$  and  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  from normal galaxies ( $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ) to high- $z$  galaxies. We present the first clear observational evidence that the star formation efficiency of the dense gas, measured as the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  ratio, is significantly higher in LIRGs and ULIRGs than in normal galaxies. We also find that  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratios could be up to one order of magnitude higher than normal in a significant number of LIRGs and ULIRGs. We discuss the implications of

these findings for the use of HCN as a tracer of the dense molecular gas in local and high-redshift luminous infrared galaxies.

## 2. Observations

The new HCN(1–0),  $\text{HCO}^+(1-0)$ , HCN(3–2) and  $\text{HCO}^+(3-2)$  observations were carried out in five observing runs between December 2005 and November 2006 with the IRAM 30 m telescope at Pico de Veleta (Spain). The sample consists of 17 LIRGs and ULIRGs selected to cover homogeneously the  $L_{\text{IR}}$  range between  $10^{11.3} L_{\odot}$  and  $10^{12.5} L_{\odot}$ . All galaxies are located at distances larger than 50 Mpc to be confident that the total emission of the molecular gas can be measured in a single pointing:  $\text{FWHM}(90 \text{ GHz}) \sim 28'' = 7 \text{ kpc}$  and  $\text{FWHM}(260 \text{ GHz}) \sim 9'' = 2.5 \text{ kpc}$ , at 50 Mpc. The 3 mm and 1 mm SIS receivers of the 30 m telescope were tuned to the redshifted frequencies of the lines. The velocity range covered was  $1800 \text{ km s}^{-1}$  for the 3 mm lines and  $1200 \text{ km s}^{-1}$  for the 1 mm lines. The wobbler switching mode was used to obtain flat baselines, which was almost always the case for the 3 mm observations. Only those individual spectra at 1 mm that showed a flat profile, where an order zero polynomial (i.e., a constant) had to be subtracted, have been retained; others showing a tilted profile were rejected and have not been included in the resulting average spectrum. The velocity ranges used to fit the flat baselines were chosen to be identical to those used for the higher signal-to-noise CO profiles obtained as part of this survey for all the galaxies of our sample.

Typical system temperatures during the observations were  $\sim 130 \text{ K}$  at 3 mm and  $\sim 700 \text{ K}$  at 1 mm. All receivers were used in single side-band mode (SSB), with a high rejection of the image band:  $>12 \text{ dB}$  at 1 mm and  $>20 \text{ dB}$  at 3 mm. The latter assures that the calibration accuracy for the bulk of our data is better than 20%. Pointing of the 30 m telescope was regularly checked every 2 h by observing nearby continuum sources; we found an average rms pointing error of  $2''-3''$  during the observations. When occasionally a larger pointing error was found during an observation, some of the spectra previously taken were dropped, the pointing was corrected, and additional spectra were taken towards the source.

Throughout the paper, velocity-integrated line intensities ( $I$ ) are given in antenna temperature scale,  $T_{\text{a}}^*$ . The  $T_{\text{a}}^*$  scale relates to the main beam temperature scale,  $T_{\text{mb}}$ , by the equation  $T_{\text{mb}} = (F_{\text{eff}}/B_{\text{eff}})T_{\text{a}}^*$ , where  $F_{\text{eff}}$  and  $B_{\text{eff}}$  are the forward and beam efficiencies of the telescope at a given frequency. For the IRAM 30 m telescope  $F_{\text{eff}}/B_{\text{eff}} = 1.22$  (1.96) at 86 GHz (260 GHz) and  $S/T_{\text{mb}} = 4.95 \text{ Jy K}^{-1}$ . The velocity window used to calculate  $I_{\text{HCO}^+}$  and  $I_{\text{HCN}}$  in the two rotational lines has been defined on a case-by-case basis by using the CO(1–0) line profiles. Molecular line luminosities ( $L'$ ) were computed in units of  $L' = \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$  according to Eq. (1) of GS04a, where the K scale here corresponds to the brightness temperature averaged over the size of the source. Luminosity distances have been derived assuming a flat  $\Lambda$ -dominated cosmology described by  $H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  and  $\Omega_{\text{m}} = 0.27$  (Spergel et al. 2003). Results are summarized in Tables 1 and 2. All the HCN,  $\text{HCO}^+$  and CO line profiles used in this work are displayed in Fig. 1.

## 3. A new HCN/ $\text{HCO}^+$ survey in LIRGs/ULIRGs: comparison with previous data

The new data presented in this work represent a significant improvement in the completeness and quality of the available surveys of the dense molecular gas content of LIRGs and ULIRGs.

**Table 1.** Main properties and IRAM 30 m telescope observational results of our sample of LIRGs and ULIRGs.  $\theta_{\text{CO}}$  is the molecular source size at  $FWHM$  derived from interferometric CO observations found in the literature (mainly from [Downes & Solomon 1998](#)). Velocity integrated line intensities are given in antenna temperature scale ( $T_a^*$ ). 1- $\sigma$  uncertainties are derived from the baseline fits.

Source	RA (J2000)	Dec (J2000)	$D_L$ (Mpc)	$z_{\text{CO}}$	$\theta_{\text{CO}}$ ( $''$ )	$I_{\text{HCN}(1-0)}$ (K km s $^{-1}$ )	$I_{\text{HCN}(3-2)}$ (K km s $^{-1}$ )	$I_{\text{HCO}^+(1-0)}$ (K km s $^{-1}$ )	$I_{\text{HCO}^+(3-2)}$ (K km s $^{-1}$ )
IRAS 17208–0014	17 23 21.90	−00 17 00.1	187	0.04288	1.70	$2.19 \pm 0.16^a$	$4.73 \pm 0.43$	$1.49 \pm 0.15^a$	$3.06 \pm 0.33^a$
Mrk 231	12 56 14.20	56 52 25.9	186	0.04220	0.85	$1.39 \pm 0.08$	$1.95 \pm 0.22$	$1.34 \pm 0.12^a$	$2.04 \pm 0.25^a$
IRAS 12112+0305	12 13 46.00	02 48 41.0	331	0.07291	1.00	$0.62 \pm 0.12^a$	$<1.70$	$0.37 \pm 0.09^a$	
Arp 220	15 34 57.20	23 30 11.5	80	0.01818	1.80	$8.16 \pm 0.17$	$18.04 \pm 0.51$	$3.77 \pm 0.21^a$	$4.57 \pm 0.23$
Mrk 273	13 44 42.10	55 53 13.1	166	0.03776	0.73	$1.11 \pm 0.13$	$3.07 \pm 0.61$	$1.15 \pm 0.12^a$	$2.90 \pm 0.23^a$
IRAS 23365+3604	23 39 01.30	36 21 10.4	280	0.06438	0.95	$0.39 \pm 0.07^a$	$<0.87$	$0.26 \pm 0.06^a$	
UGC 05101	09 35 51.60	61 21 11.6	173	0.03931	3.50	$1.40 \pm 0.14$		$0.75 \pm 0.13$	$2.13 \pm 0.24$
VII Zw 31	05 16 46.70	79 40 12.0	238	0.05429	2.24	$0.48 \pm 0.07$		$0.56 \pm 0.08^a$	$1.06 \pm 0.26$
NGC 6240	16 52 58.80	02 24 03.8	106	0.02448	2.00	$2.18 \pm 0.17$	$9.18 \pm 0.68$	$4.06 \pm 0.21^a$	$4.24 \pm 0.52^a$
Arp 55	09 15 55.20	44 19 54.7	176	0.03984	4.50	$0.74 \pm 0.07^a$		$0.69 \pm 0.09^a$	$0.95 \pm 0.23$
Arp 193	13 20 35.30	34 08 24.6	104	0.02335	1.50	$1.04 \pm 0.09$	$1.13 \pm 0.21$	$1.67 \pm 0.13^a$	$3.11 \pm 0.22^a$
NGC 695	01 51 14.30	22 34 56.2	136	0.03245	4.00	$0.43 \pm 0.08^a$		$0.62 \pm 0.08^a$	$<0.69$
Arp 299 A	11 28 33.50	58 33 45.3	47	0.01044	5.00	$2.04 \pm 0.11^a$	$1.58 \pm 0.38$	$3.88 \pm 0.16^a$	$4.72 \pm 0.44^a$
Arp 299 B+C	11 28 30.80	58 33 48.3	47	0.01044	7.00	$1.29 \pm 0.09^a$	$<0.72$	$2.09 \pm 0.16^a$	$1.64 \pm 0.24^a$
NGC 7469	23 03 15.60	08 52 26.3	65	0.01643	4.24	$1.85 \pm 0.09^a$	$2.76 \pm 0.34$	$2.70 \pm 0.10^a$	$2.08 \pm 0.42$
Mrk 331	23 51 26.80	20 35 10.0	72	0.01805	4.00	$1.35 \pm 0.10^a$	$1.16 \pm 0.27$	$1.74 \pm 0.09^a$	$2.18 \pm 0.41^a$
NGC 7771	23 51 24.90	20 06 42.6	56	0.01428	4.00	$3.81 \pm 0.13^a$	$3.33 \pm 0.58$	$3.67 \pm 0.30^a$	$1.98 \pm 0.37$

<sup>a</sup> Data from GC06.**Table 2.** Derived luminosities and surface densities of our sample of LIRGs and ULIRGs.  $L' = \text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ .

Source	$L_{\text{FIR}}$ ( $10^{11} L_{\odot}$ )	$L_{\text{IR}}$ ( $10^{11} L_{\odot}$ )	$L'_{\text{HCN}(1-0)}$ ( $10^8 L'$ )	$L'_{\text{HCN}(3-2)}$ ( $10^8 L'$ )	$L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$ ( $10^8 L'$ )	$L'_{\text{HCO}^+(3-2)}$ ( $10^8 L'$ )	$\Sigma_{\text{SFR}}$ ( $M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$ )	$\Sigma_{\text{dense}}$ ( $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ )
IRAS 17208–0014	18.5	25.6	$18.4 \pm 1.3^a$	$7.2 \pm 0.7$	$12.4 \pm 1.2^a$	$4.6 \pm 0.5^a$	235	10 400
Mrk 231	17.3	35.0	$11.6 \pm 0.7$	$2.9 \pm 0.3$	$11.0 \pm 1.0^a$	$3.0 \pm 0.4^a$	880	26 400
IRAS 12112+0305	15.1	21.9	$15.8 \pm 3.1^a$	$<7.5$	$9.3 \pm 2.3^a$		220	10 400
Arp 220	11.7	15.5	$12.7 \pm 0.3$	$5.1 \pm 0.1$	$5.8 \pm 0.3^a$	$1.28 \pm 0.06$	600	29 200
Mrk 273	9.9	14.9	$7.4 \pm 0.9$	$3.6 \pm 0.7$	$7.6 \pm 0.8^a$	$3.4 \pm 0.3^a$	620	20 800
IRAS 23365+3604	9.7	15.2	$7.2 \pm 1.3^a$	$<2.8$	$4.8 \pm 1.1^a$		190	6340
UGC 05101	7.7	9.9	$10.2 \pm 1.0$		$5.4 \pm 0.9$	$3.0 \pm 0.3$	18	1070
VII Zw 31	7.4	9.7	$6.5 \pm 1.0$		$7.5 \pm 1.1^a$	$2.6 \pm 0.6$	34	1330
NGC 6240	4.6	7.1	$6.0 \pm 0.5$	$4.7 \pm 0.4$	$11.0 \pm 0.6^a$	$2.2 \pm 0.3^a$	140	7960
Arp 55	4.1	5.4	$5.7 \pm 0.5^a$		$5.2 \pm 0.7^a$	$1.5 \pm 0.4$	7	460
Arp 193	3.5	4.8	$2.7 \pm 0.2$	$0.6 \pm 0.1$	$4.4 \pm 0.3^a$	$1.5 \pm 0.1^a$	56	1930
NGC 695	3.4	4.6	$2.0 \pm 0.4^a$		$2.8 \pm 0.4^a$	$<0.7$	16	410
Arp 299 A	2.6	4.0	$1.14 \pm 0.06^a$	$0.20 \pm 0.05$	$2.15 \pm 0.09^a$	$0.60 \pm 0.06^a$	60	1190
Arp 299 B+C	1.7	3.1	$0.75 \pm 0.05^a$	$<0.11$	$1.19 \pm 0.09^a$	$0.25 \pm 0.04^a$	20	400
NGC 7469	2.3	3.7	$2.0 \pm 0.1^a$	$0.62 \pm 0.08$	$2.9 \pm 0.1^a$	$0.46 \pm 0.09$	33	1270
Mrk 331	1.7	2.6	$1.8 \pm 0.1^a$	$0.32 \pm 0.07$	$2.2 \pm 0.1^a$	$0.6 \pm 0.1^a$	27	1220
NGC 7771	1.6	2.0	$3.0 \pm 0.1^a$	$0.54 \pm 0.09$	$2.9 \pm 0.2^a$	$0.33 \pm 0.06$	7	545

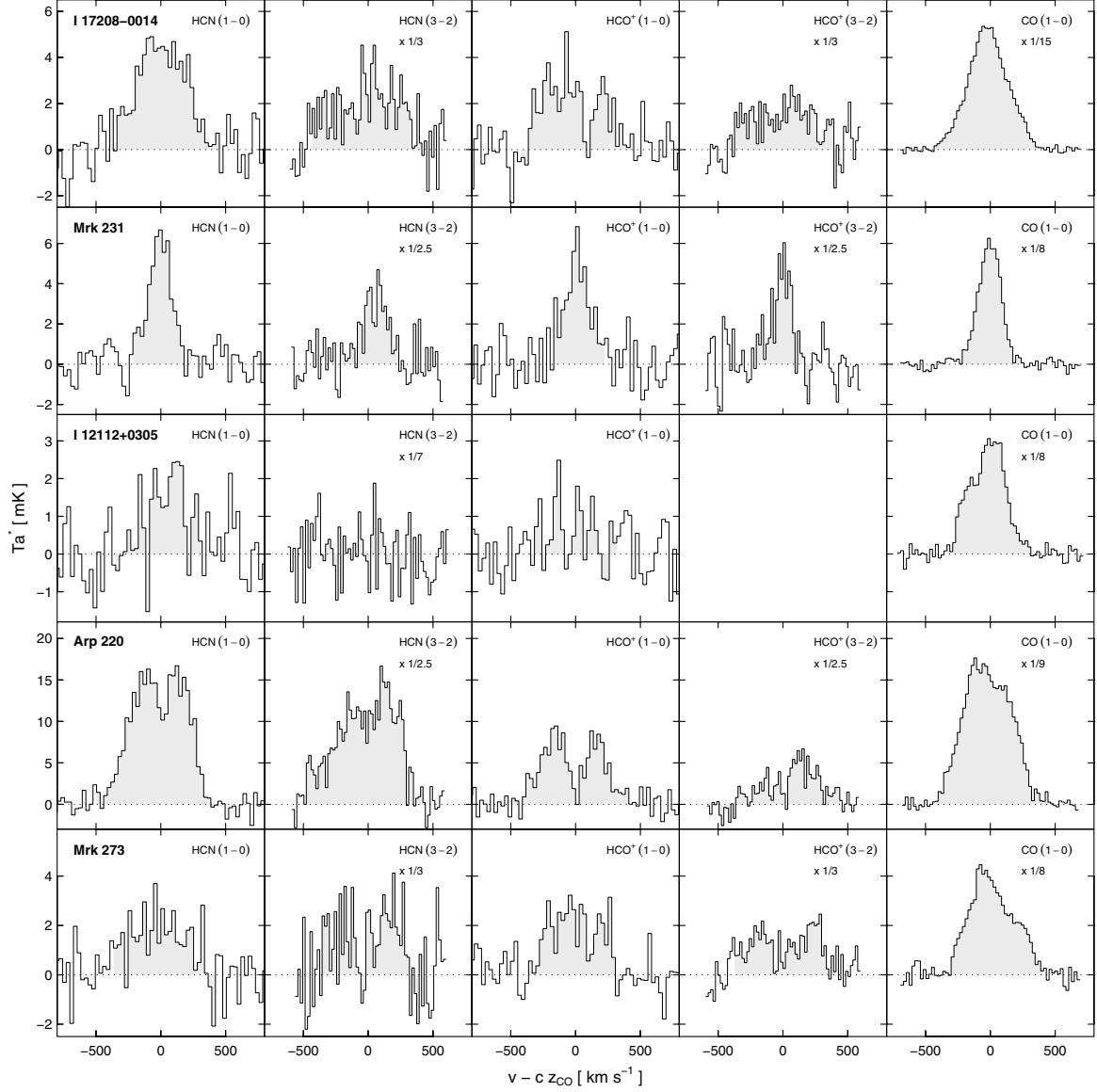
<sup>a</sup> Data from [GC06](#), corrected to the different cosmology adopted in this paper and to the finite source size of the molecular gas estimated from interferometric CO observations found in the literature (mainly from [Downes & Solomon 1998](#)).

Contrary to the previous survey of [GS04a](#), based on a single transition of HCN (the  $J = 1-0$  line), the present data set includes another tracer of the dense molecular gas,  $\text{HCO}^+$ , and expands the number of observed transitions to two per species. More relevant to the discussion of this paper, and as argued below, the new HCN(1–0) data partly change the results presented in [GS04b](#), concerning the constancy of the star formation efficiency in galaxies.

Figure 2a represents the  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio as a function of  $L_{\text{IR}}$  derived from the data published by [GS04b](#) for a sample of 65 targets including normal galaxies, LIRGs and ULIRGs (hereafter  $L_{\text{IR}}$  refers to  $L_{\text{IR}}(8-1000 \mu\text{m})$ ). This plot is virtually identical to Fig. 2a of [GS04b](#); only a few data points have moved in the diagram due to the use of more recently determined values for the distances to the galaxies. The main result

of [GS04b](#)'s paper is echoed by Fig. 2a: there is no strong trend of the  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio with  $L_{\text{IR}}$ . A power law fit to these data gives  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)} \propto L_{\text{IR}}^{0.11-0.16}$ , depending on whether limits on  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  are included ( $\alpha = 0.11 \pm 0.05$ ) or excluded ( $\alpha = 0.16 \pm 0.05$ ) in the fit. In terms of average values, the  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio changes from  $\sim 900 L_{\odot} L'^{-1}$  for normal galaxies ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ) to  $\sim 1100 L_{\odot} L'^{-1}$  for ULIRGs ( $L_{\text{IR}} > 8 \times 10^{11} L_{\odot}$ ), i.e., a marginally significant  $\sim 20\%$  increase<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Note that the value of  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)} = 740 L_{\odot} L'^{-1}$  derived by [GS04b](#) for normal galaxies, and quoted in Table 2 of their paper, is inconsistent with the data values listed in Table 1 of [GS04b](#); based on these data we rather derive  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)} \sim 900 L_{\odot} L'^{-1}$  for normal galaxies. To ease the comparison with [GS04b](#) results, in this section we have adopted the same definitions of *normal* galaxy and ULIRG given in their Table 2.



**Fig. 1.** HCN, HCO<sup>+</sup> and CO spectra observed with the IRAM 30 m telescope. The HCN(3–2), HCO<sup>+</sup>(3–2) and CO(1–0) line intensities have been scaled by the factor indicated in the panel. The velocity windows used to calculate the line areas given in Table 1 are highlighted in grey. Galaxies are ordered with decreasing  $L_{\text{FIR}}$ .

Figure 2b shows an updated version of the  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio plot as function of  $L_{\text{IR}}$ , where the data of GS04b have been replaced by the new HCN(1–0) data obtained with the 30 m telescope for 16 LIRGs and ULIRGs. We also include in the plot the new HCN(1–0) data of the ULIRG IRAS 12112+0305 that was not part of GS04b's sample. Quite noticeably, the inclusion of the new data has a significant effect on creating a tantalizing trend of  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  ratio with  $L_{\text{IR}}$ . This trend, hardly evident in Fig. 2a, can be accommodated by a power law with indexes  $\alpha = 0.21 \pm 0.05$  or  $\alpha = 0.26 \pm 0.05$ , provided that the limits on  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  are considered or discarded in the fit, respectively. With these new values, we derive a significant increase in the  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio that now goes from  $\sim 900 L_{\odot} L'^{-1}$  for normal galaxies to  $\sim 1700 L_{\odot} L'^{-1}$  for

ULIRGs. This translates into a  $\sim 90\%$  increase in  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  over  $\sim 2.5$  orders of magnitude in  $L_{\text{IR}}$ , i.e., a factor of 4 larger than the corresponding increase derived from GS04b's data.

The reasons explaining the changing picture that results from the comparison of Figs. 2a and b, are found on a simple observational fact. A high percentage ( $\sim 60\%$ ) of the objects newly observed with the 30 m telescope show HCN fluxes which are, on average, a factor of 2 lower than those reported by GS04b. Objects like Arp 193 are paradigmatic in this respect: the HCN(1–0) flux of Arp 193 in Table 1 is a factor of 5 lower than that reported by GS04b. Moreover, in other LIRGs and ULIRGs (like NGC 6240, Mrk 231, Mrk 273 and IRAS 17208–0014), the new HCN(1–0) single-dish fluxes reported in this paper are in much better agreement with the values derived from

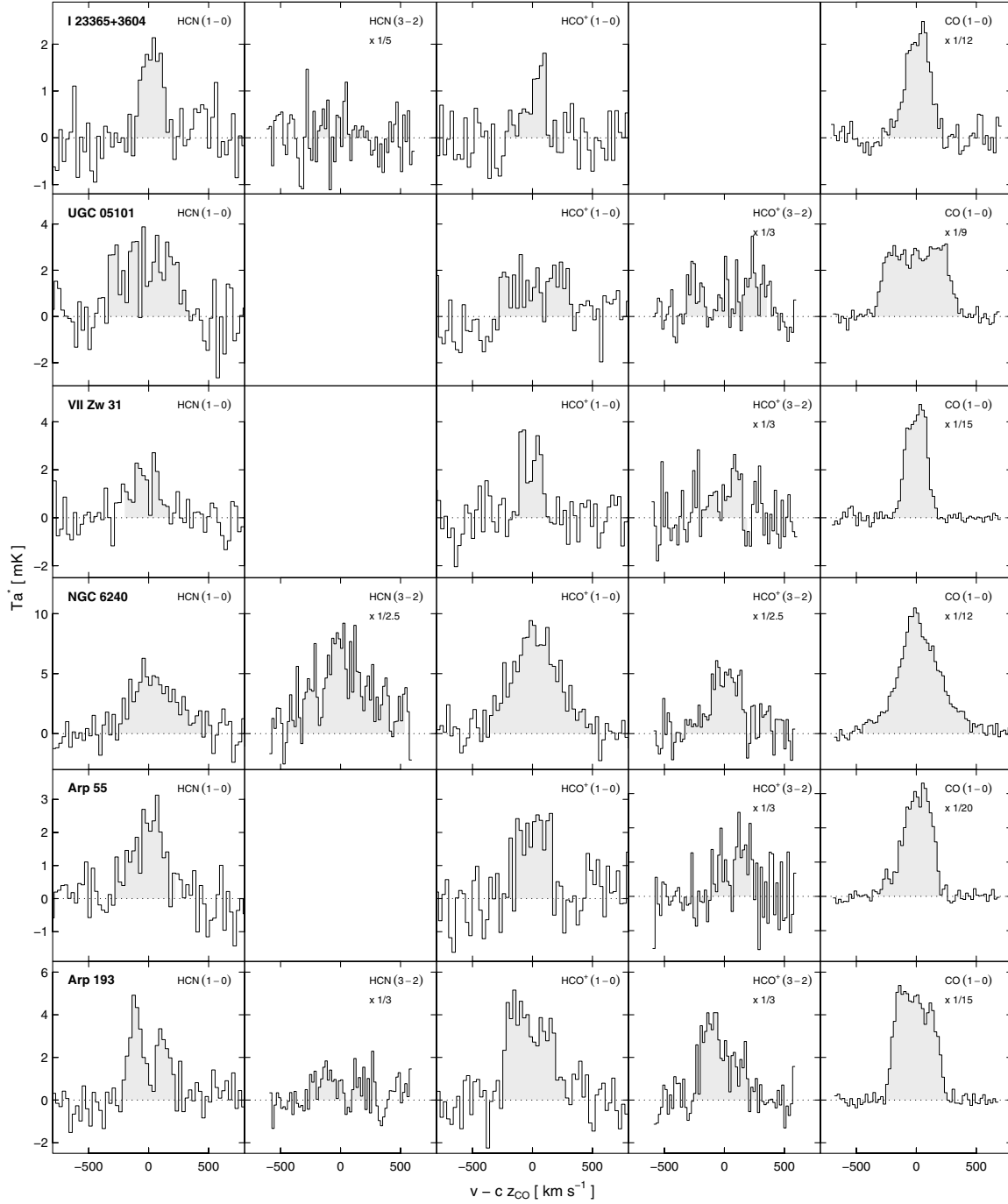


Fig. 1. continued.

interferometer maps of the same sources (e.g., Tacconi et al. 1999; Nakanishi et al. 2005; Imanishi et al. 2006, 2007). Such an agreement is expected in the case of ULIRGs as the bulk of their molecular gas traced by CO lines and, very likely, of their dense molecular gas content traced by the HCN(1–0) line, is known to be concentrated typically in their central kpc region (Downes & Solomon 1998). In this scenario the chances that interferometer maps may filter out a high percentage of the total HCN(1–0)

emission in ULIRGs are scarce. Our results comfortably fit this picture.

Many of the *conflicting* sources were obtained with the 30 m telescope by Solomon et al. (1992) in several observing runs during a period going from 1988 to 1991, and were later compiled in GS04b. In this context, it is worth noting that the calibration scale of the 30 m telescope is more accurate nowadays than two decades ago, owing to the new calibration unit and to

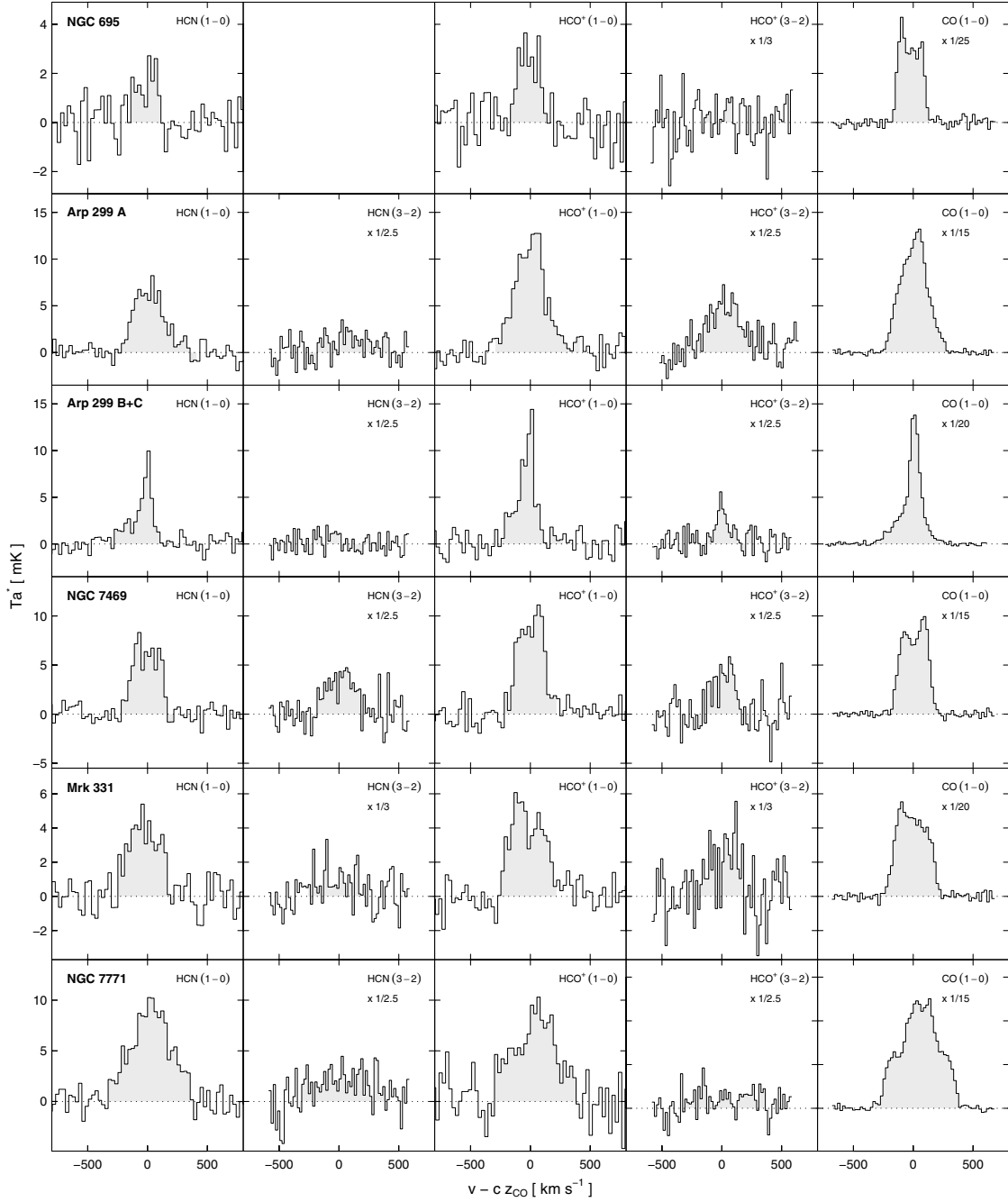
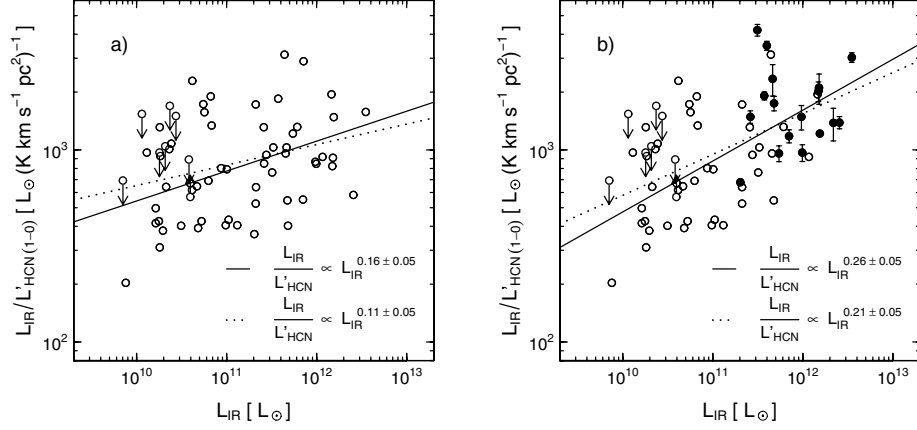


Fig. 1. continued.

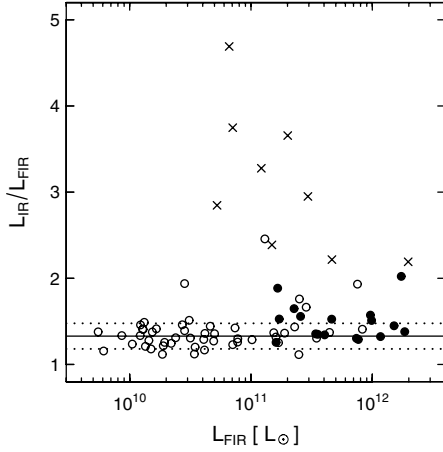
the strong rejection of the image side-band of the new generation of receivers installed in the late 1990s (IRAM Newsletter No. 38). In particular, the image side-band rejection used to be less accurately determined around 1990 than it is now, and failure to set the proper sideband rejection could easily overestimate the calibration by up to a factor of 2 (cf. e.g. Kramer 1997, IRAM Report on Calibration of spectral line data). Furthermore, a significant improvement in the quality of the surface of the 30 m telescope, due to its re-adjustment in 1997 after holography

measurements were carried out, has provided a better knowledge of the efficiencies  $F_{\text{eff}}$  and  $B_{\text{eff}}$  both governing the calibration scale of the data, and that are automatically set in the antenna control program since 2000 (IRAM Annual Report 2000). Finally, the pointing accuracy of the telescope is also much better today, due to a better knowledge, monitoring and control of the thermal and mechanical behavior of the antenna, now both taken into account in the pointing model (IRAM Annual Report 2002). Altogether, we conclude that the disagreement between





**Fig. 2.** a)  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio as a function of  $L_{\text{IR}}$  in the sample of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs of GS04b. Arrows indicate upper and lower limits to  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ . The solid (dotted) line indicates the orthogonal regression fit calculated for the full sample of galaxies, excluding (including) upper and lower limits. b) Same as a), but now the filled circles identify the new HCN(1-0) observations of LIRGs and ULIRGs replacing GS04b's old data points.



**Fig. 3.**  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}}$  versus  $L_{\text{FIR}}$  for the sample of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs of GS04b (open circles), our sample of LIRGs and ULIRGs (filled circles) and a sample of infrared-excess Palomar-Green QSOs (crosses; Evans et al. 2006). The solid line indicates the average  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}}$  luminosity ratio for normal galaxies ( $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ); the dotted lines show the range of the  $\pm$  standard deviation from the mean ( $\sim 1.3 \pm 0.15$ ). Infrared-excess Palomar-Green QSOs show the highest  $L_{\text{IR}}/L_{\text{FIR}}$  ratios due to the contribution of the AGN to the total MIR emission of the galaxy.

the HCN fluxes given by Solomon et al. (1992) and those used in this work can be very likely attributed to occasional calibration problems in the old data.

In the following (Sect. 4) we explore to what extent the observed trend of  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  with  $L_{\text{IR}}$  can be interpreted as the signature of a change in the star formation laws in galaxies.

## 4. Star formation efficiency and Kennicutt-Schmidt laws

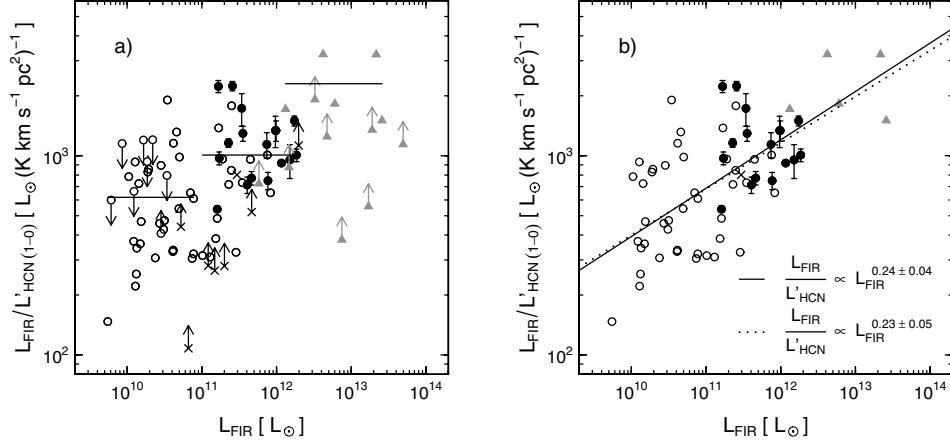
### 4.1. Working hypotheses

In order to study how the SFR scales with the properties of the dense gas it is necessary to build a large sample of galaxies

where  $\Sigma_{\text{dense}}$  and  $\Sigma_{\text{SFR}}$  can be both estimated. The objective is to derive an updated version of the KS law for the dense gas using this sample (Sect. 4.4). As a first approach to the problem, we make two assumptions:

- First, we consider that  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  is a good quantitative tracer of the total dense molecular gas mass ( $M_{\text{dense}}$ ) of a galaxy independently of  $L_{\text{FIR}}$ , i.e., we implicitly assume that  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  can be translated into  $M_{\text{dense}}$  using a *universal* conversion factor. However, the validity of this assumption is revised in Sect. 5 in the light of the new results presented in this work, pointing to a significant overabundance of HCN in extreme luminous IR galaxies.
- As a second assumption, we also adopt a *universal* conversion factor to derive the SFR of a galaxy from its IR luminosity (e.g., Kennicutt 1998). However, this hypothesis can also be questioned if an AGN significantly contributes to the total IR power of a galaxy ( $L_{\text{IR}}(8-1000 \mu\text{m})$ ). In particular, the AGN yield can be fairly large in the MIR range (e.g., Rowan-Robinson & Crawford 1989). This casts doubts on the results obtained in Sect. 3, where the reported trend of  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  with  $L_{\text{IR}}$  may simply reflect an increasing AGN contribution to  $L_{\text{IR}}$ , rather than a change in the star formation efficiency.

In order to minimize the bias affecting the IR luminosity-to-SFR conversion, we use  $L_{\text{FIR}}(40-500 \mu\text{m})$  to estimate a bolometric IR luminosity which is corrected at best from the AGN contribution. This IR luminosity (denoted  $L_{\text{IR}}^{\text{SFR}}$ ) is used to estimate the SFR (Sect. 4.4).  $L_{\text{FIR}}$  is first calculated for each galaxy of the sample fitting its rest frame MIR, FIR and sub-mm spectral energy distribution (SED) to a two grey body model. We then integrate the fit only over the  $40-500 \mu\text{m}$  range. This method, that fits the whole IR SED of the galaxy, is more accurate than the standard  $L_{\text{FIR}}$  determination, that only fits the two IRAS data points at  $60 \mu\text{m}$  and  $100 \mu\text{m}$  (e.g. Sanders & Mirabel 1996).  $L_{\text{FIR}}$  values are used in Sect. 4.3 to explore the  $L_{\text{FIR}}-L'_{\text{HCN}(1-0)}$  correlation in our sample. We then use  $L_{\text{FIR}}(40-500 \mu\text{m})$  to derive  $L_{\text{IR}}^{\text{SFR}}$ , re-scaling  $L_{\text{FIR}}(40-500 \mu\text{m})$  by a factor  $\sim 1.3$ . This scaling factor has been determined from the  $L_{\text{IR}}(8-1000 \mu\text{m})/L_{\text{FIR}}(40-500 \mu\text{m})$  average value derived for the sample of normal galaxies of GS04b. The underlying



**Fig. 4.** **a)**  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio as a function of  $L_{\text{FIR}}$  for the full sample of galaxies described in Sect. 4.2. Symbols are as in Fig. 3. The complete sample of high- $z$  galaxies with available HCN observations is indicated with grey triangles (Gao et al. 2007, and references therein). Arrows indicate upper and lower limits to  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ . Horizontal lines mark the mean  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratios determined for normal galaxies, IR luminous galaxies and high- $z$  objects. **b)** Same as **a)**, but limits have not been represented. The solid (dotted) line indicates the orthogonal regression fit calculated for the full sample of galaxies, including (excluding) high- $z$  objects.

assumption in this calculation is that the AGN contribution is far less substantial in normal galaxies than in ULIRGs or quasars (see Fig. 3). Therefore we can better estimate the bolometric correction that should be applied to derive  $L_{\text{FIR}}^{\text{SFR}}$  from  $L_{\text{FIR}}(40\text{--}500\text{ }\mu\text{m})$  using normal galaxies as templates.

#### 4.2. Sample

We have compiled a sample of 88 galaxies with published FIR and HCN observations in the literature. This compilation includes the 17 LIRGs and ULIRGs with new HCN(1–0) observations presented in this paper and the sample of normal galaxies, LIRGs and ULIRGs of GS04b. We also include a sample of infrared-excess Palomar-Green QSOs (Evans et al. 2006) and the complete sample of high- $z$  galaxies with available HCN observations (Gao et al. 2007, and references therein).

Because of their redshift, some of these galaxies have not been observed in HCN(1–0), but in HCN(2–1). For these sources  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  was computed assuming that their rotational line luminosity ratios are  $L'_{\text{HCN}(2-1)}/L'_{\text{HCN}(1-0)} = 0.7$ , similar to the mean value measured by Krips et al. (2007) in a sample of local galaxies, including a few LIRGs and ULIRGs. For completeness, we have also included in the sample the  $z \approx 4$  quasar APM 08279+5255, observed in the  $J = 5\text{--}4$  rotational transition of HCN (Wagg et al. 2005). To derive its HCN(1–0) luminosity, we adopt  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HCN}(1-0)} = 0.3$ , assuming the physical conditions used in García-Burillo et al. (2006) for this source.

#### 4.3. The star formation efficiency and the $L_{\text{FIR}}\text{--}L'_{\text{HCN}(1-0)}$ correlation

We represent in Fig. 4 the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio versus  $L_{\text{FIR}}$  for the full sample of galaxies defined in Sect. 4.2. Under the assumptions made in Sect. 4.1, the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}(1-0)}$  luminosity ratio can be interpreted as a measure of the star formation efficiency of the dense gas ( $\text{SFE}_{\text{dense}} = \text{SFR}/M_{\text{dense}}$ ). In Fig. 4a we can see that  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  increases with  $L_{\text{FIR}}$  from normal galaxies to LIRGs and ULIRGs and high- $z$  objects. This result confirms that  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  is higher in high- $z$  galaxies

compared to normal galaxies (Graciá-Carpio et al. 2008; Gao et al. 2007; Riechers et al. 2007) and clearly extends this trend for the first time to the luminosity range of local universe LIRGs and ULIRGs. An orthogonal regression fit to the full sample of galaxies, excluding (lower or upper) limits, gives (solid line in Fig. 4b):

$$\log\left(\frac{L_{\text{FIR}}}{L'_{\text{HCN}(1-0)}}\right) = (0.24 \pm 0.04) \log L_{\text{FIR}} + (0.17 \mp 0.42) \quad (1)$$

$$\text{or } \frac{L_{\text{FIR}}}{L'_{\text{HCN}(1-0)}} \approx 1.5 L_{\text{FIR}}^{0.24}. \quad (2)$$

We note that a similar regression fit is obtained if high- $z$  galaxies are not included (dotted line). The latter implies that the regression fit parameters are not at all constrained by high- $z$  galaxies.

Another illustration of this result is shown in Fig. 5, where we have plotted the  $L_{\text{FIR}}\text{--}L'_{\text{HCN}(1-0)}$  correlation for the full sample of galaxies. An orthogonal regression fit, excluding limits, gives (solid line in Fig. 5):

$$\log L_{\text{FIR}} = (1.23 \pm 0.06) \log L'_{\text{HCN}(1-0)} + (0.97 \mp 0.46) \quad (3)$$

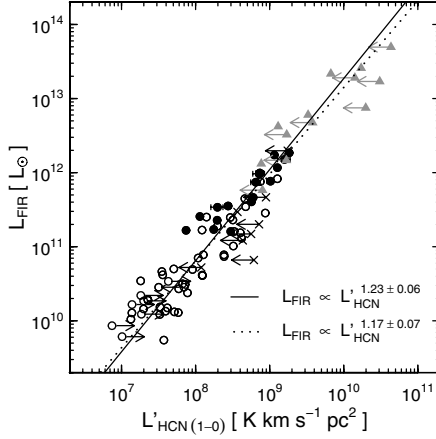
$$\text{or } L_{\text{FIR}} \approx 9 L'_{\text{HCN}(1-0)}^{1.23}. \quad (4)$$

Similarly to the previous case, excluding high- $z$  galaxies from the fit (dotted line) has virtually no effect on the result. In summary, the best-fit correlation found between  $L_{\text{FIR}}$  and  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  is seen to be superlinear, contrary to previous claims in the literature (GS04a; GS04b). The derived power index is in either case significantly larger than unity:  $\sim 1.2$ .

#### 4.4. The Kennicutt-Schmidt law

In order to test if a similar superlinear behavior holds for the KS-law of the dense gas, we have determined  $\Sigma_{\text{dense}}$  and  $\Sigma_{\text{SFR}}$ , using the HCN(1–0) and IR luminosities derived above, and the molecular gas size estimates from published CO interferometer maps, that are available for most of the sources.





**Fig. 5.**  $L_{\text{FIR}}$  versus  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  using the full sample of galaxies. Arrows indicate upper and lower limits to  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ . The solid (dotted) line represents the orthogonal regression fit to the full sample, including (excluding) high- $z$  objects. As in Fig. 4, limits are not taken into account in the regression fits. Symbols are as in Figs. 3 and 4.

We first translate  $L_{\text{IR}}^{\text{SFR}}$  into SFR using the same factor used by Kennicutt (1998)<sup>2</sup>:

$$\text{SFR} [M_{\odot} \text{ yr}^{-1}] = 1.7 \times 10^{-10} L_{\text{IR}}^{\text{SFR}} [L_{\odot}]. \quad (5)$$

Similarly, we derive  $M_{\text{dense}}$  from  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  assuming the conversion factor of GS04a:

$$M_{\text{dense}} [M_{\odot}] = 10 L'_{\text{HCN}(1-0)} [\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2]. \quad (6)$$

Finally, to obtain  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$  we normalize SFR and  $M_{\text{dense}}$  using the size of the molecular gas distribution of the sources. In Fig. 6a we have represented the derived  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$  for the full sample of galaxies.  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$  follow a very tight correlation over more than 4 orders of magnitude in  $\Sigma_{\text{dense}}$ . An orthogonal regression fit to the data results in a KS-law of the dense molecular gas with a power index  $N = 1.12 \pm 0.04$ :

$$\log \Sigma_{\text{SFR}} = (1.12 \pm 0.04) \log \Sigma_{\text{dense}} + (-2.10 \pm 0.12) \quad (7)$$

$$\text{or } \Sigma_{\text{SFR}} \approx 0.008 \Sigma_{\text{dense}}^{1.12}. \quad (8)$$

The fit of the KS-law to the whole sample is still significantly nonlinear ( $N > 1$ ). A close examination to the residuals from this global fit indicates that the population of normal galaxies would be better described by a shallower index power law. As illustrated in the lower panel of Fig. 6a, residuals for galaxies with  $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$  show a systematic trend with  $\Sigma_{\text{dense}}$  from 0.5 dex at  $10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$  to  $-0.5$  dex at  $10^3 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ . To investigate if there is a turn upward in the KS law at  $L_{\text{FIR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ , we split the sample into normal ( $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ) and IR luminous galaxies ( $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ) and made a two-function power law fit to the whole sample. The result of this fit, displayed in Figs. 6b and c, indicates that, although the two galaxy populations follow very well defined KS power laws over 3 decades in  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$ , their characteristic power indexes are substantially different:  $N = 0.88 \pm 0.07$  for normal galaxies, while  $N = 1.14 \pm 0.06$

<sup>2</sup> Note that Kennicutt (1998) assumed that the IR luminosity appearing on the right side of his equation, originally  $L_{\text{IR}}(8-1000 \mu\text{m})$ , should correspond ideally to radiation coming from star formation reprocessed by dust; as argued in Sect. 4.1,  $L_{\text{IR}}^{\text{SFR}}$  values derived in the present work are a more educated guess of the SFR than  $L_{\text{IR}}(8-1000 \mu\text{m})$ , however.

for IR luminous galaxies. The extrapolation to higher  $\Sigma_{\text{dense}}$  of the KS-law fitting normal galaxies falls short of explaining the typical values of  $\Sigma_{\text{SFR}}$  in IR luminous galaxies by up to a factor  $\sim 6-7$  (see Fig. 6c).

In order to evaluate the significance of the two-function power law fit versus that of a single power law,  $\chi^2$  values have been derived, resulting in an improvement when the two-function power law fit is adopted: the  $\chi^2$  value decreases from 1.9 to 1.4. We thus propose that the relation between star formation and the properties of the dense molecular gas in galaxies can be better described by two KS-laws:

$$\log \Sigma_{\text{SFR}} = (0.88 \pm 0.07) \log \Sigma_{\text{dense}} + (-1.68 \pm 0.15) \quad (9)$$

$$\text{or } \Sigma_{\text{SFR}} \approx 0.02 \Sigma_{\text{dense}}^{0.88} \quad (10)$$

for galaxies with  $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$ , and:

$$\log \Sigma_{\text{SFR}} = (1.14 \pm 0.06) \log \Sigma_{\text{dense}} + (-2.12 \pm 0.21) \quad (11)$$

$$\text{or } \Sigma_{\text{SFR}} \approx 0.008 \Sigma_{\text{dense}}^{1.14} \quad (12)$$

for local and high- $z$  IR luminous galaxies with  $L_{\text{FIR}} \geq 10^{11} L_{\odot}$ .

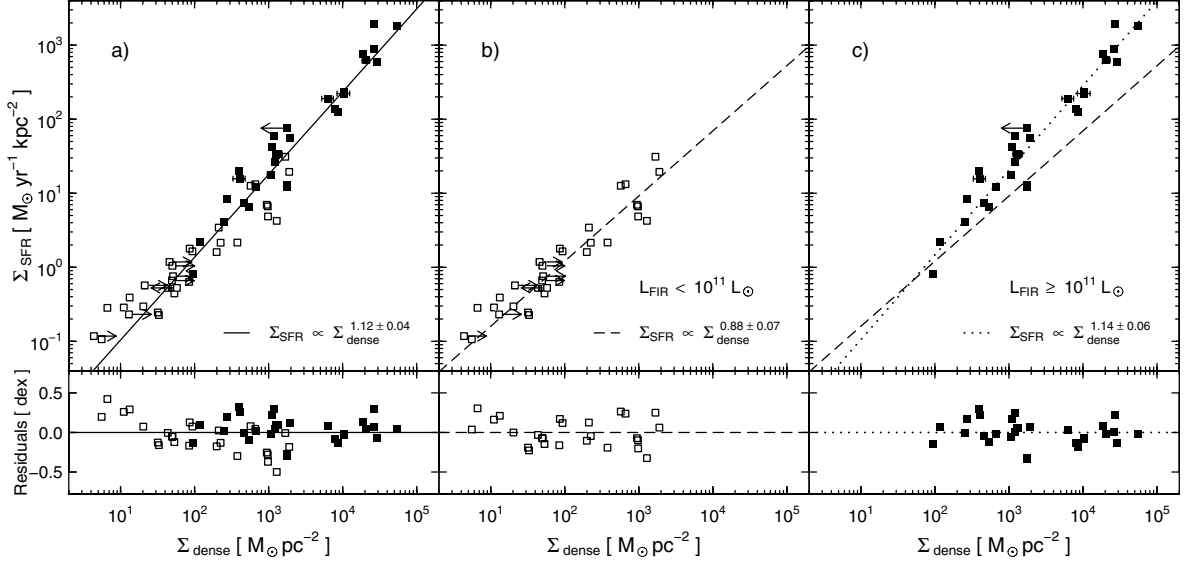
In the previous analysis the CO distribution size is used to evaluate the surface densities, because it is available for far more objects than the dense gas distribution sampled with HCN. Any bias due to an overestimation of the molecular gas size corresponding to the dense gas, here taken from CO, should have a negligible effect on the reported tilt of the regression fits for the two families of galaxies. The underlying reason is that both parameters,  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$ , are affected to the same extent by this bias. Should a residual effect exist, correcting for it would even reinforce the magnitude of the tilt, as in low luminosity objects the CO distribution tends to be more extended than the dense gas distribution whereas for high luminosity objects, although limited to some cases, there is observational evidence that both distributions are more similar in extent.

In the following sections we discuss the potential bias that we may have introduced in estimating  $\Sigma_{\text{SFR}}$  and  $\Sigma_{\text{dense}}$  from  $L_{\text{FIR}}$  and  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$  according to the assumptions of Sect. 4.1, and how they may have affected the results presented in this section.

## 5. Excitation and chemistry of dense molecular gas in IR luminous galaxies

GC06 analyzed the data issued from the first  $\text{HCO}^+$  survey of LIRGs and ULIRGs, finding significant evidence that the  $\text{HCN}(1-0)/\text{HCO}^+(1-0)$  luminosity ratio increases with  $L_{\text{FIR}}$  in infrared luminous galaxies ( $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ; see Fig. 2a of GC06's paper). Figure 7a shows an updated version of the same plot based on the new  $\text{HCN}(1-0)$  data presented in this paper. The inclusion of this new data set corroborates the existence of a statistically significant trend of the  $\text{HCN}(1-0)/\text{HCO}^+(1-0)$  luminosity ratio with  $L_{\text{FIR}}$  for  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ . As argued in Sect. 3, the greatly improved quality of the new HCN data used to build up Fig. 7a gives a higher significance to this result compared to our previous finding (GC06). Of particular note is the recent independent confirmation of a similar result by Imanishi et al. (2007), who studied a sample of infrared luminous galaxies using the Nobeyama millimeter array.

Taken at face value, the reality of the trend shown in Fig. 7a suggests that the overall excitation and/or the chemical properties of the dense molecular gas change on average with  $L_{\text{FIR}}$ . The inclusion into this analysis of the new  $J = 3-2$  line data of



**Fig. 6.** a) Surface density of star formation rate,  $\Sigma_{\text{SFR}}$ , against surface density of the dense molecular gas mass as traced by the HCN(1–0) line,  $\Sigma_{\text{dense}}$ , for normal (open squares) and IR luminous galaxies (filled squares) for which the molecular gas size is available. Arrows indicate upper and lower limits to  $\Sigma_{\text{dense}}$ . The solid line is the orthogonal regression fit to the full sample of galaxies. In **b)** and **c)** we separate between normal and IR luminous galaxies, respectively. The dashed line is the orthogonal regression fit to galaxies with  $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$  and the dotted line is a similar fit to galaxies with  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ , including one Palomar-Green QSO and five high- $z$  galaxies. Upper and lower limits are not considered in the regression fits. Lower panels show the residuals of the fits in logarithmical units.

HCN and  $\text{HCO}^+$ , obtained for 10 galaxies in our sample, can further constrain the physical parameters ( $n_{\text{H}_2}$  and  $T_k$ ) and chemical abundance ratios ( $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$ ) describing the average properties of the dense molecular gas in infrared luminous galaxies. This characterization can be achieved through a radiative transfer modelling of the line ratios.

### 5.1. One-phase large velocity gradient (LVG) models

Without further observational constraints at hand, the simplest approach consists of using a one-phase large velocity gradient (LVG) scheme to fit the three independent intensity ratios ( $R_i$ ) which are derived from the line intensities measured in our survey. To evaluate the goodness of the fits we have applied a standard  $\chi^2$ -test to the obtained solutions. We estimate the  $\chi^2$  of the 3-parameter fit from the expression:

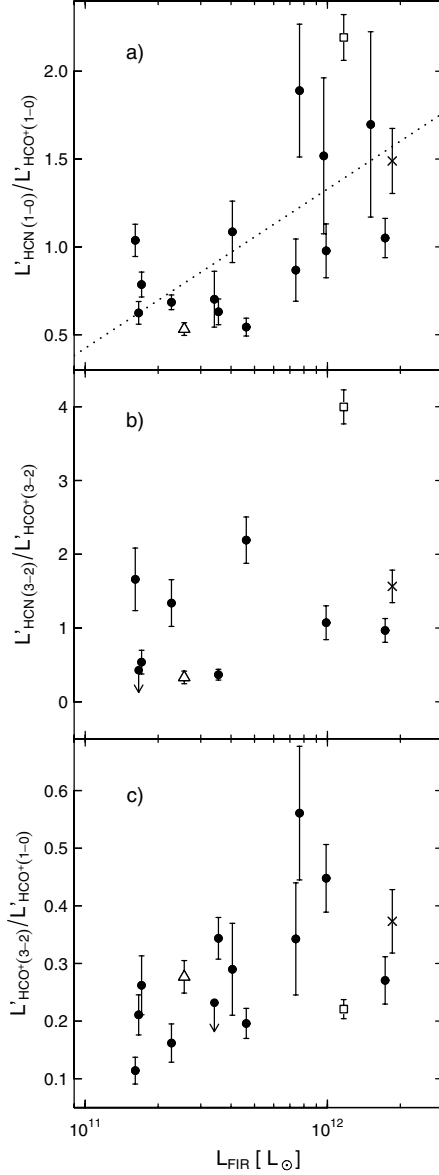
$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{(R_i - R_i^{\text{model}})^2}{\sigma_i^2} \quad (13)$$

where  $R_i^{\text{model}}$  are the best-fit model predictions for  $R_i$ , and  $\sigma_i$  are the estimated uncertainties on  $R_i$ ; values of  $\chi^2 < 3$  help to identify good fits. We have chosen to fit the following  $R_i$  ratios:  $\text{HCN}(1-0)/\text{HCO}^+(1-0)$ ,  $\text{HCN}(3-2)/\text{HCO}^+(3-2)$  and  $\text{HCO}^+(3-2)/\text{HCO}^+(1-0)$ . These ratios, listed in Table 3, are displayed in Figs. 7a–c as a function of  $L_{\text{FIR}}$  for the infrared luminous galaxies of our sample. Being a one-phase scheme, we have to assume that the beam filling factor of the emission is common for all lines. The LVG filling factors implied by best-fit solutions have been confronted on a case-by-case basis with the values estimated from interferometer CO maps that exist for all the galaxies of our sample (Table 1). This helps to discard LVG solutions implying beam filling factors ( $\eta_{\text{fill}}$ ) for HCN and  $\text{HCO}^+$  lines that exceed those derived from high spatial resolution CO maps.

**Table 3.** Observed molecular line ratios.

Source	$\frac{\text{HCN}(1-0)}{\text{HCO}^+(1-0)}$	$\frac{\text{HCN}(3-2)}{\text{HCO}^+(3-2)}$	$\frac{\text{HCO}^+(3-2)}{\text{HCO}^+(1-0)}$
IRAS 17208–0014	$1.49 \pm 0.19$	$1.56 \pm 0.22$	$0.37 \pm 0.06$
Mrk 231	$1.05 \pm 0.11$	$0.97 \pm 0.16$	$0.27 \pm 0.04$
IRAS 12112+0305	$1.70 \pm 0.53$		
Arp 220	$2.19 \pm 0.13$	$4.00 \pm 0.23$	$0.22 \pm 0.02$
Mrk 273	$0.98 \pm 0.15$	$1.07 \pm 0.23$	$0.45 \pm 0.06$
IRAS 23365+3604	$1.52 \pm 0.44$		
UGC 05101	$1.89 \pm 0.38$		$0.56 \pm 0.12$
VII Zw 31	$0.87 \pm 0.18$		$0.34 \pm 0.10$
NGC 6240	$0.54 \pm 0.05$	$2.19 \pm 0.31$	$0.20 \pm 0.03$
Arp 55	$1.09 \pm 0.17$		$0.29 \pm 0.08$
Arp 193	$0.63 \pm 0.07$	$0.37 \pm 0.07$	$0.34 \pm 0.04$
NGC 695	$0.70 \pm 0.16$		$< 0.29$
Arp 299 A	$0.53 \pm 0.04$	$0.33 \pm 0.09$	$0.28 \pm 0.03$
Arp 299 B+C	$0.62 \pm 0.06$	$< 0.52$	$0.21 \pm 0.03$
NGC 7469	$0.68 \pm 0.04$	$1.34 \pm 0.32$	$0.16 \pm 0.03$
Mrk 331	$0.79 \pm 0.07$	$0.54 \pm 0.16$	$0.26 \pm 0.05$
NGC 7771	$1.04 \pm 0.09$	$1.66 \pm 0.42$	$0.11 \pm 0.02$

In summary, we find that, for any common set of physical parameters ( $n_{\text{H}_2}$  and  $T_k$ ) simultaneously fitting all the line ratios, we require  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratios to be  $> 5$  for a significant number of LIRGs and ULIRGs in our sample (Table 4). This is illustrated in the upper and middle panels of Fig. 8, that show the LVG model predictions of the three considered line ratios as a function of  $n_{\text{H}_2}$ , the  $\text{HCO}^+$  column density per velocity interval ( $N_{\text{HCO}^+}/\Delta V$ ) and the  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio. Within the one-phase scenario, HCN/ $\text{HCO}^+$  luminosity ratios  $> 1$  in the  $J = 1-0$  and  $3-2$  lines cannot be explained with  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \leq 2$  for the range of  $\text{HCO}^+(3-2)/\text{HCO}^+(1-0)$  luminosity ratios observed in our sample of LIRGs and ULIRGs, requiring higher abundances of HCN relative to  $\text{HCO}^+$  (see also



**Fig. 7.** **a)** HCN(1–0)/HCO<sup>+</sup>(1–0) luminosity ratio as a function of  $L_{\text{FIR}}$  in our sample of LIRGs and ULIRGs. The dashed line, that represents a linear regression fit to the data points, shows the trend. **b)** and **c)** Same as **a)** but for the HCN(3–2)/HCO<sup>+</sup>(3–2) and HCO<sup>+</sup>(3–2)/HCO<sup>+</sup>(1–0) luminosity ratios, respectively. The positions of Arp 299 A (open triangle), IRAS 17208–0014 (cross) and Arp 220 (open square) are highlighted.

Fig. 9). This result is mostly independent of the value of  $T_k$  adopted in the models (values in the range  $T_k = 20$  to 100 K have been explored in our search for the best fit solution) and it is a direct consequence of the critical densities of the rotational lines of HCN being a factor of  $\sim 6$  higher than those of HCO<sup>+</sup>. Quite interestingly, the case for overabundant HCN is more compelling at high  $L_{\text{FIR}}$ .

The bottom panels of Fig. 8 illustrate the best fit solutions obtained for  $T_k = 60$  K in three galaxies: Arp 299 A, IRAS 17208–0014 and Arp 220. These are fair representatives of

the three different categories of solutions identified in our sample of LIRGs and ULIRGs (Table 4 and Fig. 7). In Arp 220, analyzed in detail by Graciá-Carpio et al. (in preparation) with the additional input provided by the H<sup>13</sup>CN and H<sup>13</sup>CO<sup>+</sup> rotational lines, it is estimated that  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 30$ , in sharp contrast to the case of Arp 299 A where we estimate that  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \sim 2$ . IRAS 17208–0014 represents an intermediate case where  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \sim 10$ .

As discussed in Sect. 1, different scenarios may account for HCN being overabundant in extreme ULIRGs. But more relevant to the discussion in this paper is the fact that high HCN abundances call for a lower  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/M_{\text{dense}}$  conversion factor ( $X_{\text{HCN}}$ ), particularly at high  $L_{\text{FIR}}$ . If the emission of HCN(1–0) is optically thin (a very unlikely scenario), the value of  $X_{\text{HCN}}$  should scale down as  $1/[\text{HCN}]$ . It must be emphasized that even in the case of optically thick lines (a more realistic scenario, favored by our LVG analysis), a significant change in  $X_{\text{HCN}}$ , due to the different properties of the emitting gas, cannot be excluded either (see also discussion in Papadopoulos 2007; Papadopoulos et al. 2007). This change can be quantitatively evaluated from the LVG results reported above. If we assume that the HCN(1–0) line comes from an ensemble of virialized, non-shadowing molecular clumps with optically thick emission,  $X_{\text{HCN}}$  can be estimated from the expression first derived by Dickman et al. (1986), as:

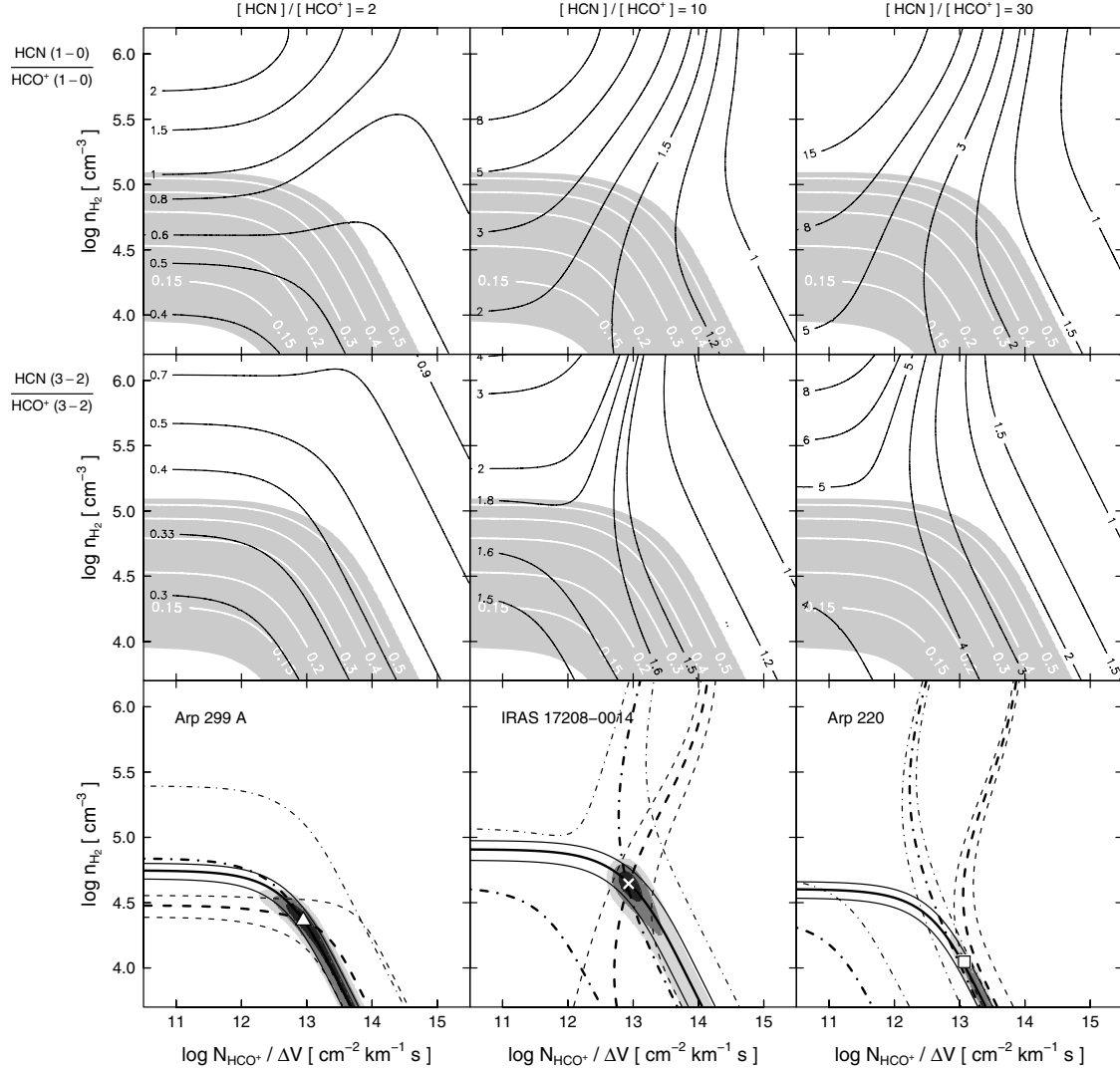
$$X_{\text{HCN}} \sim 2.1 \times \frac{n_{\text{H}_2}^{1/2}}{T_{\text{HCN}}} \quad (14)$$

where  $n_{\text{H}_2}$  and  $T_{\text{HCN}}$  represent respectively the density and brightness temperature derived from the LVG solution for the HCN(1–0) line. Based on the output from the best fit models (summarized in Table 4), we estimate that the  $X_{\text{HCN}}$  value is  $\sim 4.5$  times lower at  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{12} L_{\odot}$  compared to the value typically found at  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$ . While a better quantitative assessment of how  $X_{\text{HCN}}$  changes on average with  $L_{\text{FIR}}$  would require multi-phase radiative transfer models, a direct implication of this finding is that the reported trend in the  $L_{\text{FIR}}/L'_{\text{HCN}}$  ratio as a function of  $L_{\text{FIR}}$ , discussed in Sect. 4, may be hiding a potentially more dramatic change of the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$ .

## 5.2. Two-phase large velocity gradient (LVG) models

It is noteworthy that the simplest one-phase LVG approach developed in Sect. 5.1 is already able to fit the three line ratios in most of the galaxies of our sample with a satisfactorily low  $\chi^2$  figure ( $< 3$ ), except for three sources: in NGC 6240, NGC 7469 and NGC 7771, the derived  $\chi^2$  is too large ( $\gg 3$ ). More sophisticated models, accounting for the multi-phase nature of molecular gas, can be used to try to significantly improve the fit to the three molecular line ratios observed in the galaxies of our sample in general, and in the three conflicting sources referred to above in particular. In addition, with the help of multi-phase models, we can explore if the main conclusions of Sect. 5.1, favoring a significant change of  $X_{\text{HCN}}$  with  $L_{\text{FIR}}$  are a mere artefact of one-phase LVG schemes. One-phase models may not properly take into account that the critical densities of the rotational lines of HCN and HCO<sup>+</sup> for the same J level differ by a factor  $\sim 6$ . The latter would favor that the emission of these two lines may come, on average, from two distinct phases characterized by different densities.

The main drawback of multi-phase models is that the number of free parameters to explore a priori is exceedingly large, however. The solutions are usually degenerate and the relevant



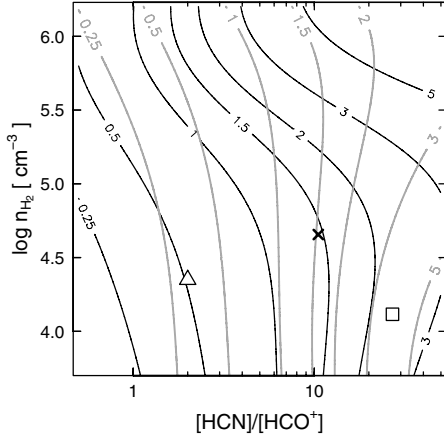
**Fig. 8.** Results of the one-phase LVG calculations for the HCN(1–0)/HCO<sup>+</sup>(1–0) (black contours, *upper panels*) and HCN(3–2)/HCO<sup>+</sup>(3–2) line ratios (black contours, *middle panels*) as a function of the HCO<sup>+</sup> column density per velocity interval ( $N_{\text{HCO}^+}/\Delta V$ ), the H<sub>2</sub> volume density ( $n_{\text{H}_2}$ ) and the [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] relative abundance ( $=2, 10$  and  $30$  from left to right). The grey area indicates the range of HCO<sup>+</sup>(3–2)/HCO<sup>+</sup>(1–0) line ratios (white contours, *upper and middle panels*) observed in our sample of LIRGs and ULIRGs. In the *bottom panels* we show the one-phase LVG best fit solution of three representative sources: Arp 299 A, IRAS 17208–0014 and Arp 220. Filled, dashed, and dot-dashed contours represent, respectively, the regions where the predicted HCO<sup>+</sup>(3–2)/HCO<sup>+</sup>(1–0), HCN(1–0)/HCO<sup>+</sup>(1–0) and HCN(3–2)/HCO<sup>+</sup>(3–2) line ratios are equal to the observational values given in Table 3. Thinner lines indicate one- $\sigma$  deviations from these ratios. Grey areas correspond to regions where  $\chi^2 \leq 3, 1.5$  and  $0.5$ , from light grey to black. The kinetic temperature was fixed to 60 K in all the calculations.

parameters cannot be well constrained if the available number of data points to fit is reduced compared to the degrees of freedom. In our case, the constraints are given by the three line ratios independently measured in each galaxy, and also, by the upper limit on the size of the source derived from CO interferometer maps ( $\theta_{\text{CO}}$  in Table 1).

In order to minimize the number of free parameters, we have reduced the number of phases to two: a hot ( $T_k = 80$  K) and *dense* ( $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) phase, which would be more directly associated with massive star formation, and a cold ( $T_k = 25$  K) and comparatively more *diffuse* phase ( $n_{\text{H}_2} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), which would account for a quiescent reservoir of molecular gas. This dichotomy in  $T_k$  reflects the two-temperature fit of the average

IR SED of the galaxies in our sample. Furthermore, the density range explored by the *dense* and *diffuse* phases purposely encompasses the values of the effective critical densities of HCN(1–0) and HCO<sup>+</sup>(1–0) respectively. The [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] abundance ratios are also fixed for the two phases as follows. We adopt a canonical value of [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] = 1 for the *diffuse* phase, typical of quiescent molecular dark clouds in our Galaxy (Ohishi et al. 1992; Pratap et al. 1997; Dickens et al. 2000). In contrast, we fix [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] =  $10^3$  in the *dense* phase, a value typical of galactic star forming regions where hot-core like chemistry can develop (Johansson et al. 1984; Blake et al. 1987). This choice of physical and chemical parameters for the two phases is expected to alleviate the need of enhancing the





**Fig. 9.** Results of the one-phase LVG calculations for the HCN(1–0)/HCO<sup>+</sup>(1–0) (black contours) and HCN(3–2)/HCO<sup>+</sup>(3–2) line ratios (grey contours) as a function of the [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] abundance ratio and the H<sub>2</sub> volume density ( $n_{\text{H}_2}$ ). The HCO<sup>+</sup> column density per velocity interval ( $N_{\text{HCO}^+}/\Delta V$ ) and the kinetic temperature ( $T_K$ ) have been fixed to  $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$  and 60 K, respectively, to illustrate the range of solutions for [HCN]/[HCO<sup>+</sup>]. Symbols indicate the best fit solutions of the three representative sources discussed in Sect. 5.1: Arp 299 A (open triangle), IRAS 17208–0014 (cross) and Arp 220 (open square).

HCN *global* abundance<sup>3</sup> with respect to that of HCO<sup>+</sup> in some of the sources, a result found in Sect. 5.1. The robustness of this result and its implication for the constancy of  $X_{\text{HCN}}$  can thus be tested. A side effect of purposely fixing some of the parameters of the fit, for the reasons explained above, is that the resulting  $\chi^2$  may be higher, i.e., formally worse, in the two-phase fit.

In the fitting procedure, the relative filling factor of the two phases ( $f$  for the dense gas and  $1 - f$  for the diffuse phase) is allowed to vary. We also allow to freely fit the column density of HCN in the two phases with the constrain that  $[\text{HCN}]^{\text{dense}} \geq [\text{HCN}]^{\text{diffuse}}$ , in order to be consistent with the values derived in our Galaxy for cold dark clouds and star forming regions. As in Sect. 5.1, we only keep the LVG solutions with  $\eta_{\text{fill}}$  values for HCN and HCO<sup>+</sup> lines that are below those derived for CO. Table 4 summarizes the results of the two-phase model fitting. To ease the comparison with one-phase models, we have derived the *global* [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] abundance ratios and  $X_{\text{HCN}}$  conversion factors characterizing the best fit two-phase solutions. Global estimates are obtained by averaging the contributions from the two phases, as follows:

$$\frac{[\text{HCN}]}{[\text{HCO}^+]} = \frac{f N_{\text{HCN}}^{\text{dense}} + (1 - f) N_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}}{f N_{\text{HCO}^+}^{\text{dense}} + (1 - f) N_{\text{HCO}^+}^{\text{diffuse}}} \quad (15)$$

$$X_{\text{HCN}} = \frac{f T_{\text{HCN}}^{\text{dense}} X_{\text{HCN}}^{\text{dense}} + (1 - f) T_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}} X_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}}{f T_{\text{HCN}}^{\text{dense}} + (1 - f) T_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}} \quad (16)$$

In the first equation,  $N_{\text{HCN}}^{\text{dense}}$  and  $N_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}$  represent the column densities of HCN derived for the dense and the diffuse phase model clouds, respectively. Similar symbols are used for HCO<sup>+</sup>. In the second equation,  $X_{\text{HCN}}^{\text{dense}}$  and  $X_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}$  are the  $X_{\text{HCN}}$  factors calculated for the dense and the diffuse phase, respectively, according to Eq. (14). The brightness temperatures of HCN(1–0) in

<sup>3</sup> We mean by *global* HCN abundance, the average value derived from the two-phase model.

the dense ( $T_{\text{HCN}}^{\text{dense}}$ ) and in the diffuse phases ( $T_{\text{HCN}}^{\text{diffuse}}$ ) are used as weighting factors in each phase.

First, as a bottom line conclusion, we see that the goodness of the fit of the two-phase models, measured by  $\chi^2$ , is worse compared to that achieved in the one-phase models. This applies to all sources, with the exception of NGC 6240 and NGC 7771 (see Table 4). Although with a large scatter, the best-fit models indicate that the filling factor ( $f$ ) of the dense phase increases with  $L_{\text{FIR}}$ . This result can be taken as an evidence that the average density of molecular gas increases with  $L_{\text{FIR}}$ . In addition, we find no significant difference in the [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] abundance ratios, estimated by Eq. (15), between ULIRGs and LIRGs, i.e., we eliminate the need of enhancing the *global* abundance of HCN with respect to that of HCO<sup>+</sup> at high  $L_{\text{FIR}}$ , in contrast with the result found in Sect. 5.1. NGC 6240 is, on this respect, also an exception to the rule. The increasing trend of  $f$  with  $L_{\text{FIR}}$  indicated by the best-fit solutions seems to neutralize the need of a similar trend of [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] with  $L_{\text{FIR}}$  in the two-phase model. However, we find that the conversion factor  $X_{\text{HCN}}$ , derived from Eq. (16), is lower at high  $L_{\text{FIR}}$ , a conclusion similar to that found in one-phase models. In particular,  $X_{\text{HCN}}$  is  $\sim 2.5$  times lower at  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{12} L_{\odot}$  compared to the value typically found at  $L_{\text{FIR}} \sim 10^{11} L_{\odot}$ .

## 6. Conclusions

In this paper we present observational evidence that the  $L_{\text{FIR}}/L_{\text{HCN}(1-0)}$  ratio, taken as proxy for  $\text{SFE}_{\text{dense}}$ , is a factor  $\sim 2-3$  higher in galaxies categorized as IR luminous ( $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ) compared to normal galaxies. Local universe LIRGs and ULIRGs populate a region in the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  diagram that lies between those occupied by normal and high- $z$  IR luminous galaxies. The reported trend in the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  derived from HCN data implies that there is a statistically significant turn upward in the KS law,  $\Sigma_{\text{SFR}} \propto \Sigma_{\text{dense}}^N$ , at high  $L_{\text{FIR}}$ :  $N$  changes from  $\sim 0.80-0.95$  (for  $L_{\text{FIR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ) to  $\sim 1.1-1.2$  (for  $L_{\text{FIR}} > 10^{11} L_{\odot}$ ). Furthermore, our multiline analysis of HCN and HCO<sup>+</sup> data indicates that  $X_{\text{HCN}}$  is  $\sim 3$  times lower at high  $L_{\text{FIR}}$ . This latter finding reinforces a scenario where the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  may be up to an order of magnitude higher in extreme IR luminous galaxies than in normal galaxies.

Based on the model developed by Krumholz & McKee (2005), in which the SFR density ( $\rho_{\text{SFR}}$ ) scales with the average density of the gas as  $\sim \bar{\rho}_{\text{gas}}^{1.5}$ , Krumholz & Thompson (2007) conclude that the power index of KS laws determined directly from observations would change depending on how the effective critical density of the tracer used to probe the star forming gas compares to the average density of the gas itself. In the particular case of HCN(1–0) data, only in galaxies where  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$  exceeds a few  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  (i.e., the effective critical density of the HCN  $J = 1-0$  line), we would start recovering the expected super-linear behavior of the *universal* KS law derived by Krumholz & McKee (2005). Our results, hinting at a break in the KS power law derived from HCN data around  $L_{\text{FIR}} = 10^{11} L_{\odot}$ , are in qualitative agreement with this picture. However, it remains to be proved if the one order of magnitude increase in the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  over 3 decades in  $L_{\text{FIR}}$  derived from our data can be fitted by a *universal* KS law with a corresponding increase of  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$  (e.g., see Fig. 2 of Krumholz & Thompson 2007). Based on our two-phase LVG fits of LIRGs and ULIRGs molecular data, we do find tantalizing evidence of higher  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$  at higher  $L_{\text{FIR}}$ . Enlarging the number of detected molecules and transitions will be a key to better constraining  $\bar{\rho}_{\text{gas}}$ .

**Table 4.** One-phase and two-phase LVG best fit solutions for the sample of LIRGs and ULIRGs detected in the  $J = 1-0$  and  $3-2$  lines of HCN and  $\text{HCO}^+$ .  $\chi^2$  values of the fits are given in Col. 2. The predicted line ratios are in Cols. 3–5, followed by the  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio (Col. 6), the  $L'_{\text{HCN}(1-0)}$ -to- $M_{\text{dense}}$  conversion factor (Col. 7) and the estimated molecular source size at  $FWHM$  (Col. 8). For the two-phase LVG model, the relative filling factor of the dense phase is also given (Col. 9). Galaxies are ordered with decreasing  $L_{\text{FIR}}$ .  $L' = \text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$ . <sup>a</sup> Global values computed according to Eqs. (15) and (16).

One-phase LVG model							
Source	$\chi^2$	$\frac{\text{HCN}(1-0)}{\text{HCO}^+(1-0)}$	$\frac{\text{HCN}(3-2)}{\text{HCO}^+(3-2)}$	$\frac{\text{HCO}^+(3-2)}{\text{HCO}^+(1-0)}$	$\frac{[\text{HCN}]}{[\text{HCO}^+]}$	$X_{\text{HCN}}$ ( $M_{\odot} L'^{-1}$ )	$\theta_s$ ( $''$ )
IRAS 17208–0014	0.0	1.49	1.58	0.37	10.5	45	0.67
Mrk 231	2.7	1.04	1.08	0.33	6.8	26	0.85
Arp 220	1.3	2.32	3.92	0.23	28.0	22	1.24
Mrk 273	0.0	0.99	1.04	0.45	6.6	17	0.39
NGC 6240	33.3	0.55	0.38	0.20	2.5	127	1.69
Arp 193	0.0	0.63	0.37	0.34	2.2	130	1.14
Arp 299 A	0.0	0.53	0.33	0.28	2.0	127	1.56
NGC 7469	6.5	0.69	0.54	0.17	3.5	147	2.09
Mrk 331	0.0	0.79	0.55	0.26	3.4	123	1.22
NGC 7771	12.1	1.01	0.85	0.18	5.4	129	2.12

Two phase LVG model								
Source	$\chi^2$	$\frac{\text{HCN}(1-0)}{\text{HCO}^+(1-0)}$	$\frac{\text{HCN}(3-2)}{\text{HCO}^+(3-2)}$	$\frac{\text{HCO}^+(3-2)}{\text{HCO}^+(1-0)}$	$\frac{[\text{HCN}]}{[\text{HCO}^+]}$ <sup>a</sup>	$X_{\text{HCN}}$ <sup>a</sup> ( $M_{\odot} L'^{-1}$ )	$\theta_s$ ( $''$ )	$f$ (%)
IRAS 17208–0014	4.8	1.16	1.79	0.42	3.1	23	0.60	17.4
Mrk 231	11.8	0.84	1.24	0.37	2.2	31	0.85	10.5
Arp 220	17.9	1.77	4.46	0.25	4.2	35	1.28	24.2
Mrk 273	0.4	0.90	1.15	0.46	2.4	23	0.42	12.0
NGC 6240	0.9	0.57	1.97	0.19	49.6	132	1.73	1.6
Arp 193	4.9	0.48	0.43	0.36	1.3	44	0.94	2.6
Arp 299 A	7.7	0.47	0.47	0.31	1.3	56	1.27	2.7
NGC 7469	1.2	0.67	1.61	0.18	1.7	88	1.53	7.0
Mrk 331	10.1	0.64	0.84	0.34	1.7	40	0.87	6.3
NGC 7771	11.5	0.85	2.63	0.15	2.0	103	1.96	9.4

Alternatively, the reported increase of the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  at high  $L_{\text{FIR}}$  may be due to the fact that star formation processes deviate from the KS recipes followed by normal galaxies. The high frequency of interactions can create a pressure enhanced environment in the ISM of LIRGs and ULIRGs that may specifically elevate  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  in these galaxies. On the other hand, an extreme ISM environment, characterized by high densities and temperatures, may also create a top-heavy initial stellar mass function (IMF) in luminous IR galaxies. This scenario has been suggested to apply to the nuclei of starbursts and to the center of the Galaxy (e.g., Klessen et al. 2007). With this assumption, the conversion factor between SFR and  $L_{\text{FIR}}$ , mostly IMF-dependent, should be lowered at high  $L_{\text{FIR}}$ , instead of being kept constant as supposed in Sect. 4. The  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  trend derived above may thus be reflecting a change of the IMF rather than a true variation of the SFE.

Finally a significant contribution from an AGN source to  $L_{\text{FIR}}$  cannot be excluded, especially at the high luminosity end (cf. GC06). This would produce a trend in the  $\text{SFE}_{\text{dense}}$  similar to the one reported above but due to the AGN contamination being more severe at high  $L_{\text{FIR}}$ . In this context, the discovery by Downes & Eckart (2007) of an embedded AGN source in the West nucleus of Arp 220 is noteworthy: in this ULIRG, considered to date as a prototype of a starburst dominated IR galaxy (e.g., Genzel et al. 1998), Downes & Eckart (2007) claim that  $\sim 75\%$  of the total IR luminosity of the galaxy may come from the accretion disk of the AGN. The fact that we have also derived in Arp 220 the most extreme  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio among all the galaxies of our sample, points to a causal

link between HCN overabundance and AGN-driven chemistry. However, it is still a mostly controversial issue whether X-ray chemistry is able to enhance  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratios in AGNs to the level required by observations (Usero et al. 2004; Meijerink & Spaans 2005; García-Burillo et al. 2006; Meijerink et al. 2007). Other related processes involving the evaporation of dust grain mantles and high temperature gas-phase reactions, likely efficient in the dense and hot molecular environments typical of extreme starbursts, and probably also of AGNs, may be responsible of shaping the chemistry of the molecular gas in IR luminous galaxies (GC06; Lahuis et al. 2007).

This paper shows how multiline analysis of molecular tracers of dense gas can contribute to study the star formation rate and star formation efficiency laws in starbursting galaxies, providing more elaborated tools to determine whether the SFE is enhanced or constant in the most extreme starbursts found in the local and the high- $z$  universe.

*Acknowledgements.* We thank the IRAM staff at the 30 m telescope for their support during the observations. We thank Luis Colina for his comments on a preliminary version of the paper. This work has been partially supported by the Spanish MEC and Feder funds under grant ESP2003-04957.

## References

- Aalto, S., Booth, R. S., Black, J. H., & Johansson, L. E. B. 1995, A&A, 300, 369
- Aalto, S., Monje, R., & Martín, S. 2007a, A&A, 475, 479
- Aalto, S., Spaans, M., Wiedner, M. C., & Hüttemeister, S. 2007b, A&A, 464, 193

- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Dickens, J. E., Irvine, W. M., Snell, R. L., et al. 2000, *ApJ*, 542, 870
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Downes, D., & Eckart, A. 2007, *A&A*, 468, L57
- Downes, D., & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Elmegreen, B. G. 2002, *ApJ*, 577, 206
- Evans, A. S., Solomon, P. M., Tacconi, L. J., Vavilkin, T., & Downes, D. 2006, *AJ*, 132, 2398
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63
- Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004b, *ApJ*, 606, 271
- Gao, Y., Carilli, C. L., Solomon, P. M., & Vanden Bout, P. A. 2007, *ApJ*, 660, L93
- García-Burillo, S., Graciá-Carpio, J., Guélin, M., et al. 2006, *ApJ*, 645, L17
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L. 2006, *ApJ*, 640, L135
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., & Planesas, P. 2008, *Ap&SS*, 313, 331
- Guélin, M., Salomé, P., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 462, L45
- Imanishi, M., Nakanishi, K., & Kohno, K. 2006, *AJ*, 131, 2888
- Imanishi, M., Nakanishi, K., Tamura, Y., Oi, N., & Kohno, K. 2007, *AJ*, 134, 2366
- Johansson, L. E. B., Andersson, C., Ellner, J., et al. 1984, *A&A*, 130, 227
- Kennicutt, Jr., R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Klessen, R. S., Spaans, M., & Jappsen, A.-K. 2007, *MNRAS*, 374, L29
- Kohno, K. 2005, in *The Evolution of Starbursts*, ed. S. Hüttmeister, E. Manthey, D. Bomans, & K. Weis, *AIP Conf. Ser.*, 783, 203
- Kohno, K., Matsushita, S., Vila-Vilaró, B., et al. 2001, in *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*, ed. J. H. Knapen, J. E. Beckman, I. Shlosman, & T. J. Mahoney, *ASP Conf. Ser.*, 249, 672
- Krips, M., Neri, R., García-Burillo, S., et al. 2007, *ArXiv e-prints*, 712
- Krumholz, M. R., & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
- Krumholz, M. R., & Tan, J. C. 2007, *ApJ*, 654, 304
- Krumholz, M. R., & Thompson, T. A. 2007, *ApJ*, 669, 289
- Lahuis, F., Spoon, H. W. W., Tielens, A. G. G. M., et al. 2007, *ApJ*, 659, 296
- Larson, R. B. 1988, in *NATO ASIC Proc. 232: Galactic and Extragalactic Star Formation*, ed. R. E. Pudritz, & M. Fich, 459
- Lepp, S., & Dalgarno, A. 1996, *A&A*, 306, L21
- Lintott, C., & Viti, S. 2006, *ApJ*, 646, L37
- Meijerink, R., & Spaans, M. 2005, *A&A*, 436, 397
- Meijerink, R., Spaans, M., & Israel, F. P. 2007, *A&A*, 461, 793
- Nakanishi, K., Okumura, S. K., Kohno, K., Kawabe, R., & Nakagawa, T. 2005, *PASJ*, 57, 575
- Ohishi, M., Irvine, W. M., & Kaifu, N. 1992, in *IAU Symposium*, 150, *Astrochemistry of Cosmic Phenomena*, ed. P. D. Singh, 171
- Papadopoulos, P. P. 2007, *ApJ*, 656, 792
- Papadopoulos, P. P., Isaak, K. G., & van der Werf, P. P. 2007, *ApJ*, 668, 815
- Pratap, P., Dickens, J. E., Snell, R. L., et al. 1997, *ApJ*, 486, 862
- Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., & Bertoldi, F. 2007, *ApJ*, 671, L13
- Rowan-Robinson, M., & Crawford, J. 1989, *MNRAS*, 238, 523
- Sanders, D. B., & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Solomon, P. M., Downes, D., & Radford, S. J. E. 1992, *ApJ*, 387, L55
- Spergel, D. N., Verde, L., Peiris, H. V., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Tecza, M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 732
- Usero, A., García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Rodríguez-Fernández, N. J. 2004, *A&A*, 419, 897
- Wagg, J., Wilner, D. J., Neri, R., Downes, D., & Wiklind, T. 2005, *ApJ*, 634, L13
- Weiβ, A., Downes, D., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 467, 955
- Wu, J., Evans, II, N. J., Gao, Y., et al. 2005, *ApJ*, 635, L173





## 9 Propiedades del gas molecular denso en APM 08279+5255

En este capítulo pretendemos extender nuestro estudio sobre las propiedades del gas molecular denso a las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo, utilizando para ello el mismo tipo de técnicas empleadas en las galaxias infrarrojas del Universo local (§ 7 y § 8). Hasta hace apenas cinco años, las únicas transiciones moleculares que era posible detectar en las galaxias del Universo joven eran las transiciones rotacionales de la molécula de CO (ver por ejemplo el artículo de *review* de Solomon & Vanden Bout 2005). En la actualidad, gracias a las mejoras en sensibilidad introducidas en los receptores de ondas milimétricas, cada vez son más las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo detectadas en alguna transición de HCN (Solomon et al. 2003; Isaak et al. 2004; Vanden Bout et al. 2004; Carilli et al. 2005; Wagg et al. 2005; Greve et al. 2006a; Gao et al. 2007; Riechers et al. 2007a). Con el fin de aumentar las posibilidades de detección de las líneas, la mayoría de las galaxias estudiadas suelen tener luminosidades en el infrarrojo por encima de  $10^{12} L_{\odot}$  y su emisión suele estar amplificada por los efectos de una lente gravitatoria. Algunos ejemplos conocidos de galaxias detectadas en HCN son IRAS F10214+4724 ( $z = 2.29$ ), el *Cloverleaf* (H 1413+117,  $z = 2.56$ ) y APM 08279+5255 ( $z = 3.91$ ). Todas ellas tienen luminosidades infrarrojas intrínsecas mayores de  $10^{13} L_{\odot}$ , están fuertemente amplificadas por una lente gravitatoria y contienen un cuásar en su interior que contribuye de manera apreciable a su luminosidad infrarroja. De estas tres galaxias, APM 08279+5255 es la única con una detección de HCN en el rango de frecuencias observable con el interferómetro milimétrico de *Plateau de Bure*, por lo que a partir de ahora centraremos nuestro estudio en esta fuente.

APM 08279+5255 es una de las galaxias más luminosas del Universo observado, incluso después de corregir su luminosidad infrarroja aparente ( $L_{\text{IR}}^{\text{app}} \sim 10^{15} L_{\odot}$ ) de la amplificación de la lente gravitatoria ( $\mu = 4 - 100$ ). La mayor parte de la luminosidad de la galaxia proviene de su AGN central (e.g., Rowan-Robinson 2000), lo que la convierte

en una fuente ideal para estudiar los efectos de la actividad nuclear sobre las propiedades físicas y químicas del gas molecular. Desde su descubrimiento en 1998 (Irwin et al. 1998), APM 08279+5255 se ha observado en numerosas transiciones de CO (Downes et al. 1999; Papadopoulos et al. 2001; Lewis et al. 2002; Riechers et al. 2006a, 2008; Weiß et al. 2007). Estas observaciones han permitido comprobar que tiene una gran cantidad de gas molecular ( $M_{\text{gas}} = 4 \times 10^9 - 10^{11} M_{\odot}$ , dependiendo de la amplificación), concentrada en un disco o anillo circunnuclear con un radio de unos 200 – 500 pc. El ajuste de las luminosidades de las líneas requiere que la mayor parte del gas molecular se encuentre en una fase densa y caliente:  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$  y  $T_k \sim 70 \text{ K}$  (Downes et al. 1999; Weiß et al. 2007). Esto concuerda con el hecho de que se haya detectado la emisión de la línea HCN(5–4) en la galaxia (Wagg et al. 2005), cuya densidad crítica es  $2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Sin embargo, es difícil reproducir la intensidad de esta transición a partir del rango de densidades y temperaturas estimadas para el gas molecular denso mediante el ajuste de las líneas de CO. Wagg et al. (2005) llegaron a la conclusión de que para explicar la luminosidad de la línea HCN(5–4) o bien la abundancia de la molécula de HCN es sólo dos órdenes de magnitud menor que la de la molécula de CO, es decir, el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$  es unas diez veces mayor que el medido en el *hot-core* de Orion (ver la tabla 3.1 del capítulo 3), o bien la luminosidad de la línea está afectada por el bombeo infrarrojo de la molécula al nivel vibracional  $v = 1$ .

Como ya explicamos en los capítulos anteriores y en la sección 3.4.1, el gas molecular denso en las regiones centrales de las galaxias Seyfert así como en las LIRGs y las ULIRGs del Universo local puede presentar cocientes de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$  similares al estimado por Wagg et al. (2005) en APM 08279+5255. También vimos que las galaxias con cocientes  $[\text{HCN}]/[\text{CO}]$  elevados suelen tener a su vez cocientes  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \geq 5$ , considerablemente mayores que los medidos en la mayoría de las nubes moleculares de la Vía Láctea (tabla 3.1). Estos cocientes se pueden explicar mediante una sobreabundancia de la molécula de HCN, la cual puede estar relacionada con una química de *hot-cores* en regiones de formación de estrellas masivas o con una química de XDRs inducida por la emisión en rayos X de un AGN central. Todos estos procesos tienen lugar en APM 08279+5255, por lo que es importante determinar en que medida pueden estar afectado a la luminosidad de su línea HCN(5–4).

Para diferenciar los efectos puramente químicos de los del bombeo infrarrojo es necesario observar las transiciones rotacionales de otras moléculas distintas de HCN que tracen aproximadamente la misma fase del gas molecular. Partiendo de este razo-

namiento nuestro grupo decidió observar la línea  $\text{HCO}^+(5-4)$  en APM 08279+5255. Las observaciones se realizaron con el interferómetro milimétrico de *Plateau de Bure* de IRAM en marzo de 2006 y resultaron en la detección de la línea con una señal a ruido  $\sim 7\sigma$ . Los resultados derivados del análisis de las observaciones se publicaron en forma de artículo en la revista *The Astrophysical Journal* (García-Burillo et al. 2006). La detección de la línea  $\text{HCO}^+(5-4)$  en menos de 10 horas de integración nos llevó a intentar detectar también la emisión de las líneas  $\text{HNC}(5-4)$  y  $\text{CN}(4-3)$ , con la intención de constreñir mejor las propiedades físicas y químicas del gas molecular denso en la galaxia. Los resultados de dichas observaciones, realizadas también con el interferómetro de *Plateau de Bure*, se publicaron en el año 2007 en la revista *Astronomy & Astrophysics* (Guélin et al. 2007). Hemos incluido una copia de estos dos artículos al final del capítulo.

A continuación resumimos los resultados más importantes obtenidos del análisis de las observaciones:

- Hemos detectado las líneas  $\text{HCO}^+(5-4)$  y  $\text{HNC}(5-4)$  en APM 08279+5255. También hemos detectado de forma tentativa la línea  $\text{CN}(4-3)$  solapada en velocidades a la línea  $\text{HNC}(5-4)$ . Es la primera vez que se detecta la emisión de estas moléculas en una galaxia a  $z \geq 3$ . Con estas observaciones hemos aumentado a un total de cinco ( $\text{CO}$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{HNC}$  y  $\text{CN}$ ) el número de moléculas detectadas a elevados desplazamientos al rojo.
- Hemos calculado las luminosidades de cada una de las líneas y las hemos comparado con la luminosidad de la línea  $\text{HCN}(5-4)$  medida por Wagg et al. (2005). Las líneas  $\text{HCN}(5-4)$  y  $\text{HCO}^+(5-4)$  tienen aproximadamente la misma luminosidad,  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HCO}^+(5-4)} \sim 1$ , mientras que las transiciones  $\text{HNC}(5-4)$  y  $\text{CN}(4-3)$  son algo más débiles con  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HNC}(5-4)} \sim 1.6$  y  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{CN}(4-3)} \sim 2.5$ , aunque este último cociente es muy incierto debido a la debilidad de la línea  $\text{CN}(4-3)$  y a su solapamiento en velocidades con la línea  $\text{HNC}(5-4)$ . Las anchuras a media altura de los perfiles son similares, por lo que hemos supuesto que todas las transiciones provienen de la misma fase del gas molecular.
- Hemos utilizado los cocientes de luminosidades anteriores para estudiar las propiedades físicas y químicas del gas molecular denso en APM 08279+5255. Para ello hemos considerado dos escenarios posibles. En primer lugar hemos supuesto que la excitación de las moléculas es principalmente colisional, por lo que las luminosidades de las líneas dependen de la densidad de  $\text{H}_2$ , de la temperatura ci-

nética del gas molecular y de la densidad de columna (abundancia) de cada una de las moléculas. En segundo lugar hemos considerado que las poblaciones de los niveles rotacionales están afectadas por la acción del bombeo infrarrojo. En ese caso las luminosidades de las líneas dependen principalmente del número de fotones disponibles a las frecuencias de las transiciones vibracionales y de las propiedades microscópicas de las moléculas (ver la ecuación 3.16).

- Dentro del marco de la excitación colisional, hemos tratado de ajustar los cocientes de luminosidades observados utilizando un modelo de excitación molecular y transferencia radiativa basado en la aproximación LVG (*Large Velocity Gradient*). Para ello hemos empleado los resultados de los ajustes realizados por Wagg et al. (2005) y Weiß et al. (2007) sobre las transiciones rotacionales de la molécula de CO. Según estos autores el gas molecular denso en APM 08279+5255 tiene una densidad  $n_{\text{H}_2} = 10^{4.2} - 10^{5.2} \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura cinética  $T_k = 40 - 100 \text{ K}$ . Dentro de este rango de densidades y temperaturas la única forma de reproducir la luminosidad observada de la línea HCN(5–4) es imponiendo un cociente de abundancias moleculares  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \sim 10^{-2}$  (Wagg et al. 2005). Por otro lado, bajo esas mismas condiciones, el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HCO}^+(5-4)} \sim 1$  implica que  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \sim 10$ . Estos cocientes de abundancias son mucho mayores que los medidos en la mayoría de las nubes moleculares de nuestra galaxia ( $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \sim 10^{-5} - 10^{-4}$  y  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+] \sim 1$ ; § 3.4.2), pero se parecen bastante a los medidos en las regiones en las que tiene lugar una química de *hot-cores* o a los valores estimados en los núcleos de algunas galaxias Seyfert y en las galaxias infrarrojas del Universo local. El hecho de que la mayor parte de la luminosidad infrarroja de APM 08279+5255 provenga de su AGN central podría estar indicando que la sobreabundancia de la molécula de HCN frente a las moléculas de CO y  $\text{HCO}^+$  tiene su origen en una química de XDRs.
- Suponiendo las mismas condiciones de densidad y temperatura empleadas para analizar la emisión de las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$ , el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HNC}(5-4)} \sim 1.6$  medido en APM 08279+5255 indica que la abundancia de la molécula de HNC es sólo ligeramente menor que la de la molécula de HCN:  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] \sim 0.6$ . A partir de un modelo de química del gas molecular en equilibrio estacionario Schilke et al. (1992) llegaron a la conclusión de que el cociente de abundancias moleculares  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  debe disminuir a medida que aumenta la densidad y la temperatura del gas molecular. Esto concuerda con las observaciones realizadas en nuestra galaxia, donde  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] \geq 1$  en nu-

bes oscuras (Hirota et al. 1998),  $\sim 1/5$  en nubes difusas (Liszt & Lucas 2001) y del orden de  $5 \times 10^{-2}$  en las zonas más densas y calientes de las nubes moleculares asociadas a regiones de formación de estrellas masivas como el *hot-core* de Orión (Schilke et al. 1992). Es difícil explicar dentro de este modelo el cociente de abundancias medido en APM 08279+5255, pues las condiciones de densidad y temperatura estimadas para el gas molecular denso en esta galaxia por Wagg et al. (2005) y Weiß et al. (2007) son más parecidas a las del *hot-core* de Orión que a las de las nubes oscuras. Los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HNC}(1-0)} \sim 1$  medidos en algunas LIRGs y ULIRGs del Universo local (Aalto et al. 2002) podrían estar indicando que la abundancia de la molécula de HNC es también particularmente elevada en estas galaxias. Esto hace pensar que los procesos que dominan la química del gas molecular en APM 08279+5255 podrían ser similares a los que tienen lugar en las galaxias infrarrojas.

- Hemos estimado la abundancia de la molécula de CN a partir del cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{CN}(4-3)}$ . Suponiendo las mismas condiciones de densidad y temperatura que para el resto de las moléculas, la abundancia de la molécula de CN en APM 08279+5255 debe ser como mínimo diez veces menos abundante que la molécula de HCN:  $[\text{CN}]/[\text{HCN}] \leq 1/10$ . Debido a la gran incertidumbre asociada con este cociente, no hemos discutido sus implicaciones sobre la química del gas molecular en la galaxia.
- Dentro del marco de la excitación radiativa, los cocientes de luminosidades observados se pueden explicar fácilmente si la fracción de ángulo sólido subtendida por la fuente de radiación infrarroja es  $\geq 0.1$  y las moléculas de HCN, HNC y  $\text{HCO}^+$  son lo suficientemente abundantes como para que sus transiciones vibracionales sean ópticamente espesas. Por ejemplo, las condiciones microscópicas necesarias para que el bombeo infrarrojo sea efectivo en las moléculas de HCN y  $\text{HCO}^+$  son similares. Esto unido a la proximidad de sus transiciones vibracionales, situadas a 14.0 y 12.1  $\mu\text{m}$  respectivamente, hacen que la emisión rotacional de las dos moléculas se vea afectada de forma parecida por el bombeo infrarrojo, por lo que el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(5-4)}/L'_{\text{HCO}^+(5-4)}$  debería ser  $\sim 1$ , tal y como se ha medido en APM 08279+5255. En el caso de la molécula de HNC la transición vibracional más susceptible de sufrir los efectos del bombeo infrarrojo se produce a 21.7  $\mu\text{m}$ , aproximadamente a la misma longitud de onda en la que la distribución espectral de energía de APM 08279+5255 tiene su máximo de emisión. Como consecuencia de esto el número de fotones disponibles para el bombeo infrarrojo a

21.7  $\mu\text{m}$  es unas tres veces mayor que a 12.1 y 14.0  $\mu\text{m}$ , por lo que la luminosidad de la línea HNC(5–4) se puede explicar fácilmente en términos de la excitación radiativa. Por el contrario, la transición vibracional  $v = 0 \rightarrow 1$  de la molécula de CN se produce a 4.9  $\mu\text{m}$  y la densidad de flujo en APM 08279+5255 a esa longitud de onda es unas cinco veces menor que a 20  $\mu\text{m}$ . Esto explicaría la debilidad de la línea CN(4–3) frente al resto de las transiciones observadas. En resumen, de forma cualitativa es posible explicar todos los cocientes de líneas moleculares medidos en APM 08279+5255 sin la necesidad de requerir abundancias moleculares muy diferentes de las observadas en nuestra galaxia.

- Con la información disponible no nos es posible diferenciar entre los escenarios de excitación colisional y excitación radiativa, cada uno de los cuales tiene implicaciones muy importantes sobre las propiedades del gas molecular denso en APM 08279+5255. Para comprobar cuál de estos dos escenarios contribuye en mayor medida a la luminosidad de las líneas es necesario ampliar el número de transiciones rotacionales observadas en cada una de las moléculas. Ambos escenarios plantean serias dudas sobre la constancia del factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  en APM 08279+5255 y la utilización de las líneas de HCN como únicos trazadores de la masa de gas molecular denso en las galaxias situadas a elevados desplazamientos al rojo.

# A NEW PROBE OF DENSE GAS AT HIGH REDSHIFT: DETECTION OF $\text{HCO}^+$ (5–4) LINE EMISSION IN APM 08279+5255<sup>1</sup>

S. GARCÍA-BURILLO,<sup>2</sup> J. GRACÍA-CARPIO,<sup>2</sup> M. GUÉLIN,<sup>3</sup> R. NERI,<sup>3</sup> P. COX,<sup>3</sup> P. PLANESAS,<sup>2</sup>

P. M. SOLOMON,<sup>4</sup> L. J. TACCONI,<sup>5</sup> AND P. A. VANDEN BOUT<sup>6</sup>

Received 2006 April 20; accepted 2006 May 25; published 2006 June 20

## ABSTRACT

We report the detection of  $\text{HCO}^+$  (5–4) emission from the broad absorption line quasar APM 08279+5255 at  $z = 3.911$  based on observations conducted with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. This represents the first detection of this molecular ion at such a high redshift. The inferred line luminosity, uncorrected for lensing, is  $L'_{\text{HCO}^+} = (3.5 \pm 0.6) \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ . The  $\text{HCO}^+$   $J = 5-4$  source position coincides within the errors with that reported from previous HCN  $J = 5-4$  and high- $J$  CO line observations of this quasar. The  $\text{HCO}^+$  line profile central velocity and width are consistent with those derived from HCN. This result suggests that  $\text{HCO}^+$  (5–4) emission comes roughly from the same circumnuclear region probed by HCN. However, the HCN (5–4)/ $\text{HCO}^+$  (5–4) intensity ratio measured in APM 08279+5255 is significantly larger than that predicted by simple radiative transfer models, which assume collisional excitation and equal molecular abundances. This could imply that the  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio is particularly large in this source, or that the  $J = 5$  rotational levels are predominantly excited by infrared fluorescent radiation.

*Subject headings:* galaxies: active — galaxies: high-redshift — galaxies: ISM — galaxies: starburst — ISM: molecules — radio lines: galaxies

*Online material:* color figure

## 1. INTRODUCTION

The quasar APM 08279+5255, at redshift  $z = 3.91$ , is one of the most luminous sources in the universe even after correcting for the high lensing factor ( $\sim 7$ ) of its huge measured infrared luminosity ( $L_{\text{IR}} \sim 10^{15} L_{\odot}$ ). Emission of high- $J$  CO lines ( $J = 9-8$  and  $J = 4-3$ ), mapped by Downes et al. (1999) with the IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI), suggests the presence of a circumnuclear disk of hot and dense molecular gas. The VLA has also detected emission of the CO (1–0) and CO (2–1) lines in this source (Papadopoulos et al. 2001; Lewis et al. 2002). The question of how much dense molecular gas lies inside APM 08279+5255 was revisited by Wagg et al. (2005), who reported the detection of HCN (5–4) emission in this quasar using the IRAM PdBI. The exceptionally strong intensity of HCN (5–4) with respect to all CO lines measured in APM 08279+5255 leaves room for different interpretations, however. First, if the excitation of all lines is mainly collisional, the high HCN/CO luminosity ratios could stem from a large enhancement of the abundance of HCN relative to CO or from a comparatively higher gas density for the gas emitting in HCN lines. Alternatively, this could reflect noncollisional excitation of high- $J$  HCN lines through infrared pumping around the active galactic nucleus (AGN).

Opposing theoretical scenarios can explain why the HCN/CO abundance ratio may be anomalous in APM 08279+5255. HCN abundances could be enhanced relative to other molecular species under the influence of intense X-ray emission from the AGN (Lepp & Dalgarno 1996; Maloney et al. 1996). On the other hand, selective oxygen depletion could decrease the abundance of oxygen-bearing molecular species (e.g., CO) around AGNs (Sternberg et al. 1994). The use of different tracers that aim at quantitatively probing the dense molecular gas in luminous and ultraluminous infrared galaxies (LIRGs,  $L_{\text{IR}} > 10^{11} L_{\odot}$ , and ULIRGs,  $L_{\text{IR}} > 10^{12} L_{\odot}$ ) is mandatory to elucidate the conflicting scenarios. To date, HCN has been widely used to trace dense gas in Galactic cores, nearby galaxies, and even ULIRGs. Of particular note, the luminosity of the HCN (1–0) line shows a remarkable correlation with  $L_{\text{IR}}$  (see, e.g., Solomon et al. 1992; Gao & Solomon 2004a, 2004b; Wu et al. 2005). However, recent results from a combined HCN and  $\text{HCO}^+$  survey of a sample of LIRGs and ULIRGs, which indicate a larger HCN/ $\text{HCO}^+$  intensity ratio toward ULIRGs with powerful AGNs, have been used to question the validity of HCN as a quantitative tracer of dense molecular gas in extreme ULIRGs (Graciá-Carpio et al. 2006). The results of this  $\text{HCO}^+$  survey of LIRGs and ULIRGs highlight the need to explore the dense molecular gas fraction in extreme ULIRGs such as APM 08279+5255 with complementary  $\text{HCO}^+$  line observations. A comparison of  $\text{HCO}^+$  and HCN line intensities in high- $z$  ULIRGs may allow the effects of excitation to be disentangled from those of chemistry and facilitate the derivation of the physical conditions in these extraordinary objects.

Here we present the detection of  $\text{HCO}^+$  ( $J = 5-4$ ) line emission in APM 08279+5255 at  $z = 3.911$  with the IRAM PdBI. This represents the first detection of this molecular ion at such a high redshift. We discuss, within the context outlined above, the implications of this result for the interpretation of molecular line observations of gas-rich high-redshift galaxies.

<sup>1</sup> Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by the Institut National des Sciences de l'Univers du CNRS (France), the Max-Planck-Gesellschaft (Germany), and the Instituto Geográfico Nacional (Spain).

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico Nacional, Calle Alfonso XII 3, E-28014 Madrid, Spain; s.gburillo@oan.es.

<sup>3</sup> Institut de Radio Astronomie Millimétrique (IRAM), 300 rue de la Piscine, Domaine Universitaire, F-38406 St. Martin d'Hères, France.

<sup>4</sup> Department of Physics and Astronomy, State University of New York at Stony Brook, Stony Brook, NY 11974.

<sup>5</sup> Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Postfach 1312, D-85741 Garching, Germany.

<sup>6</sup> National Radio Astronomy Observatory, 520 Edgemont Road, Charlottesville, VA 22903.

TABLE 1  
OBSERVATIONAL RESULTS

Parameter	Value
$\alpha$ (J2000) .....	$08^h31^m41^s.73 \pm 0.01$
$\delta$ (J2000) .....	$52^\circ45'17''.4 \pm 0''.1$
$V_{\text{HCO}^+(5-4)}^a$ .....	$90 \pm 50 \text{ km s}^{-1}$
$I_{\text{HCO}^+(5-4)}$ .....	$0.87 \pm 0.13 \text{ Jy km s}^{-1}$
$L_{\text{HCO}^+(5-4)}^b$ .....	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^{10} \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$
90.8 GHz continuum .....	$1.2 \pm 0.13 \text{ mJy}$

<sup>a</sup> Velocity referred to  $z = 3.911$  (derived from CO lines).

<sup>b</sup> Uncorrected for lensing.

## 2. OBSERVATIONS

We observed APM 08279+5255 with the IRAM six-element array in its B configuration on 2006 March 13. The spectral correlator was adjusted to  $z = 3.911$  and centered on redshifted  $\text{HCO}^+$  (5–4) (rest frequency at 445.903 GHz) to cover an effective bandwidth of 580 MHz (equivalent to  $\sim 1800 \text{ km s}^{-1}$ ). The size of the synthesized beam was  $1''.46 \times 1''.20$  (P.A. =  $94^\circ$ ) at the observing frequency (90.797 GHz). APM 08279+5255 was observed for a total integration time of 9.5 hr on-source. During the observations, the atmospheric phase stability on the most extended baselines was always better than  $20^\circ$ , typical for excellent winter conditions. The absolute flux density scale was calibrated using 3C 84 and 0836+710 and should be accurate to better than 10%. We have used the GILDAS package for the data reduction and analysis. The average  $1\sigma$  noise in channels of 20 MHz width is estimated to be  $0.5 \text{ mJy beam}^{-1}$ . The phase tracking center of these observations is at J2000  $(\alpha_0, \delta_0) = (08^h31^m41^s.57, 52^\circ45'17''.7)$ , coincident with that used by Wagg et al. (2005) in their HCN observations. To calculate luminosities, we assume a  $\Lambda$  cosmology described by  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ , and  $\Omega_m = 0.3$  (Spergel et al. 2003). Throughout this Letter, the velocity scale is referred to the CO redshift,  $z = 3.911$ .

## 3. RESULTS

We have detected the  $\text{HCO}^+$  (5–4) line and the dust continuum emission (at  $670 \mu\text{m}$ ), both emitted in the submillimeter range and redshifted to 3.3 mm, in APM 08279+5255. The overall results are summarized in Table 1. Figure 1 shows the spectrum of the  $\text{HCO}^+$  (5–4) line (continuum not sub-

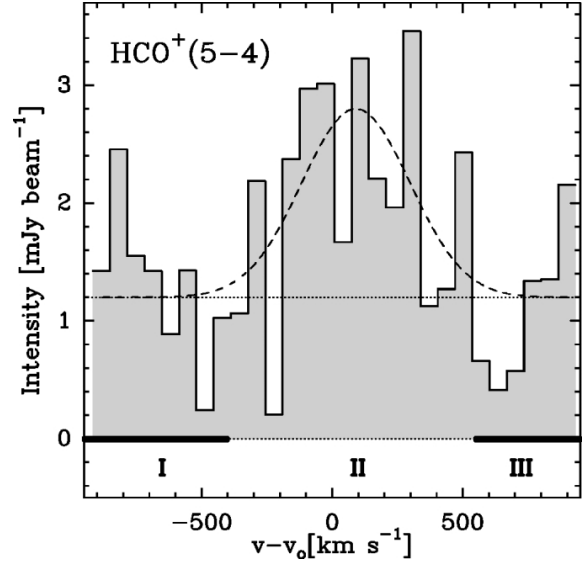


FIG. 1.—Spectrum of the  $\text{HCO}^+$  (5–4) line detected toward the peak of integrated line intensity in APM 08279+5255 at  $(\alpha, \delta) = (08^h31^m41^s.73, 52^\circ45'17''.4)$ . Velocities  $(v - v_0)$  have been rescaled with respect to the CO redshift of  $z = 3.911$  (Downes et al. 1999). The dashed line shows the Gaussian fit to the  $\text{HCO}^+$  (5–4) emission, and the highlighted channels in intervals I and III identify the range for line-free continuum emission.

tracted) toward the peak of integrated intensity at  $(\alpha, \delta) = (08^h31^m41^s.73, 52^\circ45'17''.4)$  (see Fig. 2). Within the errors, the peak position is in agreement with that determined from previous millimeter continuum maps (Downes et al. 1999; Wagg et al. 2005). The velocity coverage encompasses the full extent of the  $\text{HCO}^+$  line emission. Data from the line-free sidebands with velocities below  $-400 \text{ km s}^{-1}$  and above  $550 \text{ km s}^{-1}$  (intervals I and III, defined in Fig. 1) were combined with natural weighting to estimate the continuum emission at 90.8 GHz to be  $\sim 1.2 \pm 0.13 \text{ mJy}$ , in good agreement with the value of  $1.2 \pm 0.3 \text{ mJy}$  at 93.9 GHz from Downes et al. (1999).

The channel maps of Figure 2 obtained for the three velocity intervals defined in Figure 1 (I, II, and III) clearly show that  $\text{HCO}^+$  (5–4) line emission is only detected from  $-400 \text{ km s}^{-1}$

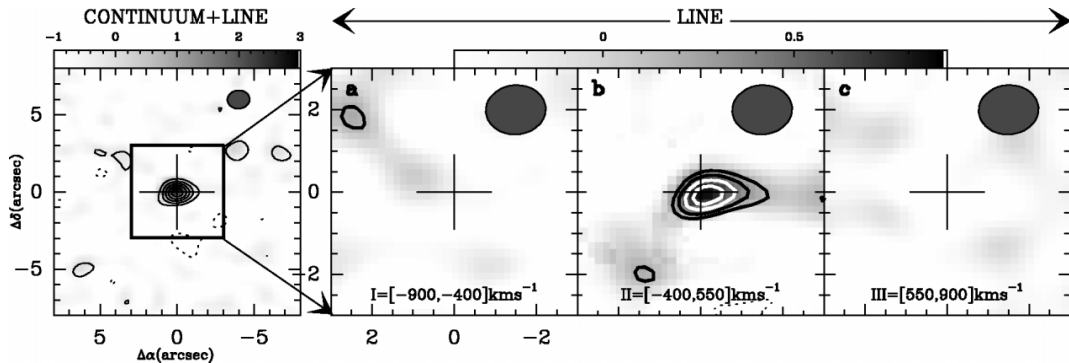


FIG. 2.—Left: Total (continuum plus line) velocity-integrated emission map of APM 08279+5255. The total emission has been integrated from  $v - v_0 = -900$  to  $900 \text{ km s}^{-1}$ . Levels are  $-3\sigma$  (dotted contours) and  $3\sigma$  to  $15\sigma$  in steps of  $3\sigma$  ( $1\sigma = 0.17 \text{ Jy km s}^{-1}$ ). Right:  $\text{HCO}^+$  (5–4) line emission maps obtained after subtraction of the continuum source for the three velocity intervals (I, II, III) defined in Fig. 1. (a) I =  $[-900, -400] \text{ km s}^{-1}$ , (b) II =  $[-400, 550] \text{ km s}^{-1}$ , (c) III =  $[550, 900] \text{ km s}^{-1}$ . The levels in (a–c) are  $-0.39$  (dotted contours),  $0.39, 0.52, 0.65$ , and  $0.78 \text{ Jy km s}^{-1}$  (equivalent to  $-3\sigma, 3\sigma, 4\sigma, 5\sigma$ , and  $6\sigma$  for channel II). To derive the continuum map, we used channels I and III (see Fig. 1). The filled ellipse in each panel represents the  $1''.46 \times 1''.20$  (P.A. =  $94^\circ$ ) synthesized beam. The  $(\Delta\alpha, \Delta\delta)$ -offsets (in arcseconds) are relative to the peak of continuum+line emission, at  $(08^h31^m41^s.73, 52^\circ45'17''.4)$ , identified by the crosses. [See the electronic edition of the Journal for a color version of this figure.]



to 550 km s<sup>-1</sup> (interval II), with no significant line emission outside this velocity range (i.e., in interval I or III). The integrated HCO<sup>+</sup> (5–4) line intensity map shows a  $\sim 7\sigma$  detection in APM 08279+5255 of  $0.87 \pm 0.13$  Jy km s<sup>-1</sup>. This translates into a line luminosity  $L'_{\text{HCO}^+} = (3.5 \pm 0.6) \times 10^{10}$  K km s<sup>-1</sup> pc<sup>2</sup>, obtained from equation (3) of Solomon et al. (1997). The line emission peaks roughly at the same position as the continuum. Within the errors, HCO<sup>+</sup>, HCN, and high- $J$  CO lines peak at the same position. Furthermore, the line width ( $490 \pm 80$  km s<sup>-1</sup>) and central velocity ( $90 \pm 50$  km s<sup>-1</sup>) of the HCO<sup>+</sup> (5–4) line closely agree with those of the HCN line. In particular, the central velocities of the HCN and HCO<sup>+</sup> lines are both 80–90 km s<sup>-1</sup> redshifted with respect to CO; this is an indication that HCN and HCO<sup>+</sup> come from the same circumnuclear region in APM 08279+5255.

#### 4. DENSE GAS IN APM 08279+5255: EXCITATION AND INFERRED CHEMICAL ABUNDANCES

Taken at face value, the mere detection of CO (4–3), of CO (9–8), and, mostly, of HCN (5–4) and HCO<sup>+</sup> (5–4) line emission hints that there is a significant reservoir of hot and very dense molecular gas in APM 08279+5255. Partly implicit in this scenario, however, is the assumption that the excitation of the HCN and HCO<sup>+</sup> lines is mainly collisional. The inferred chemical abundances depend on this critical assumption, as discussed below (§ 4.1). We study the influence that noncollisional excitation of the  $J = 5-4$  lines of HCN and HCO<sup>+</sup> may have on the derived chemical abundances for these molecular species in § 4.2.

##### 4.1. Collisional Excitation

Wagg et al. (2005) have performed escape-probability radiative transfer calculations to reexamine the fit of Downes et al. (1999) to the CO (9–8)/(4–3) ratio measured in APM 08279+5255, also including higher  $J$  CO transitions observed by A. Weiss et al. (2006, in preparation). Their conclusion is that a single-component model with a gas temperature  $T_{\text{kin}} \sim 80$  K, a molecular hydrogen density  $n(\text{H}_2) \sim 4 \times 10^4$  cm<sup>-3</sup>, and a CO column density  $N(\text{CO})/\Delta v = 4 \times 10^{17}$  cm<sup>-2</sup> fits all the CO ratios. The extrapolation of the CO model to match the observed HCN (5–4) line intensity leads Wagg et al. to conclude that the [HCN]/[CO] abundance ratio in APM 08279+5255 (but not necessarily the [HCN]/[H<sub>2</sub>] ratio) is surprisingly large:  $(1-2) \times 10^{-2}$ . This is an order of magnitude larger than the typical abundance ratio measured on small scales in Galactic hot cores.

The detection of HCO<sup>+</sup> (5–4) line emission provides new constraints on the chemistry of APM 08279+5255. In particular, we can estimate the [HCN]/[HCO<sup>+</sup>] abundance ratio in this source within the collisional excitation scheme, with certain assumptions (the main one being the adoption for HCO<sup>+</sup> and HCN of the same physical parameters derived from CO lines). The bottom-line result from these calculations is that the HCN (5–4)/HCO<sup>+</sup> (5–4) luminosity ratio measured in APM 08279+5255 ( $\sim 1.1$ ) is  $\sim 3$  times larger than expected if the molecular abundances of the two species are assumed to be comparable. The critical densities of the HCO<sup>+</sup>  $v = 0$  ground-state transitions are a factor of 10 lower than those of HCN. At equal abundances and in the regime of subthermal excitation, HCO<sup>+</sup>  $v = 0$ ,  $J > 1$  rotational levels are expected to be more populated than those of HCN. Therefore, if we aim to match the line ratio reported above, we need HCN to be significantly overabundant with respect to HCO<sup>+</sup>, by a factor of [HCN]/[HCO<sup>+</sup>]  $\sim 10$ .

We can explore the robustness of this conclusion by re-considering some of the underlying assumptions inherent in these calculations. First, we have implicitly assumed that both the filling factor and the magnification factor of the HCO<sup>+</sup>, HCN, and high- $J$  CO lines are similar. The similar line profiles and source parameters (size and position) derived from HCO<sup>+</sup> and HCN are compatible with this picture. It is conceivable, however, that the emission of HCO<sup>+</sup> and HCN may come from gas with higher densities than derived from the single-component CO model. In particular, we have explored a range of solutions matching the CO (9–8)/CO (4–3) ratio of APM 08279+5255 with higher densities and similar or slightly lower temperatures for the gas. An optimum fit can be found for  $n(\text{H}_2) \sim 4 \times 10^5$  cm<sup>-3</sup> and  $T_{\text{kin}} \sim 50-60$  K. If this solution is applied to HCN and HCO<sup>+</sup>, in order to match the HCN (5–4)/HCO<sup>+</sup> (5–4) luminosity ratio of APM 08279+5255, we need [HCN]/[HCO<sup>+</sup>]  $\sim 10$ . In summary, the overabundance of HCN with respect to HCO<sup>+</sup> is also required in the higher density scenario.

##### 4.2. Noncollisional Excitation: Infrared Pumping?

The excitation of HCN and HCO<sup>+</sup> lines in a source with an infrared luminosity as high as that of APM 08279+5255 may be not only collisional, but also radiative. Like CO, the HCO<sup>+</sup> and HCN millimeter line emissions are believed to arise in a thick circumnuclear disk of radius 100–200 pc where a sizable fraction of the dust is heated to  $\approx 200$  K by the AGN (Lewis et al. 1998; Beelen et al. 2006). The mid-IR emission from this disk ( $\approx 1$  Jy at 12  $\mu\text{m}$ ) is by far the brightest known in any quasar to date. The mid-IR radiation can excite the first,  $v_2 = 1$ , bending modes of both HCN ( $\lambda = 14 \mu\text{m}$ ) and HCO<sup>+</sup> ( $\lambda = 12 \mu\text{m}$ ) and, by fluorescence, can populate the  $J > 3$  levels of the ground state. We note that prior to any infrared pumping or collisional excitation, the cosmic background temperature at the redshift of APM 08279+5255 (13.4 K) is high enough to populate the  $J = 3$  ground-state level: the fractional population of this level would be as large as 0.17 for a rotational temperature of  $\sim 13.4$  K. The radiative selection rules are such that infrared radiation will pump up molecules from this level to the  $v_2 = 1$ ,  $J = 4$  level, which will decay to the  $v_2 = 0$ ,  $J = 5$  level. The frequencies and Einstein coefficients of the rovibrational transitions of HCN and HCO<sup>+</sup> are similar ( $\approx 1$  s<sup>-1</sup>), so both molecules behave similarly as far as radiative excitation is concerned. Whether the  $J = 5$  HCN and HCO<sup>+</sup> levels are sufficiently populated at fluorescence equilibrium to explain the observed lines then depends on the source geometry and on the molecular abundances. Downes et al. (1999) argue that the mid-IR source must be smaller than the molecular source, because dust opacity prevents the AGN radiation from penetrating far inside the molecular torus. However, Nenkova et al. (2002) argue that the disks are likely to be clumpy and that the clumps throughout the disk are efficiently heated by the AGN. Such heating would explain the observed 200 K dust component. In addition, direct heating can occur within the torus, if the latter hosts a strong starburst.

Assuming that the hot dust and the molecules are well mixed inside the disk and that the dust is optically thick at  $\sim 10 \mu\text{m}$ , fluorescent excitation could be quite effective. For a mid-IR source temperature of  $T_d = 200$  K, the fraction of the sky subtended by this source at the molecules only needs to be

$$f \geq \frac{A_{J=5-4}}{A_{v=1-0}} e^{-h\nu/kT_d} \approx 0.1$$

for radiative pumping to be effective (Carroll & Goldsmith 1981). It is interesting to note in this respect that the number of  $12\ \mu\text{m}$  (and  $14\ \mu\text{m}$ ) photons escaping from the disk exceeds by a factor of 5 the number of  $\text{HCO}^+$  (HCN) photons observed in the  $J = 5-4$  ( $670\ \mu\text{m}$ ) line. The opacity of the  $J \geq 3$ ,  $v_2 = 0 \rightarrow 1$  rovibrational lines needs only to be  $\sim 1$  to explain the observed  $\text{HCO}^+$  and HCN  $J = 5-4$  line emissions, which for equal molecular abundances will have similar intensities. Such an opacity will be reached for column densities of  $\text{HCO}^+$  and HCN of  $N(\text{X})/\Delta v \approx 10^{13}\ \text{cm}^{-2}$ , or  $10^{-4}$  times the CO column density derived by Wagg et al. (2005). In summary, in the infrared-pumping scheme, we do not need the abundance of HCN to be anomalously high with respect to CO and  $\text{HCO}^+$ .

### 5. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

The two scenarios invoked above, both accounting for the *unexpectedly* large HCN ( $5-4$ )/ $\text{HCO}^+$  ( $5-4$ ) ratio measured in APM 08279+5255, have completely different but equally relevant implications for the interpretation of high- $J$  molecular line observations of dense gas in other high-redshift galaxies.

Within the collisional excitation model, it is implied that the abundance of HCN in APM 08279+5255 is *anomalously* high with respect to CO and  $\text{HCO}^+$ . Different mechanisms can increase the abundance of HCN with respect to CO and  $\text{HCO}^+$  (see, e.g., discussion in Graciá-Carpio et al. 2006). This includes high-ionization chemistry driven by X-rays around an AGN, chemical enhancement of HCN in star-forming regions, and, if molecules coexist with the hot dust, enhanced destruction of  $\text{HCO}^+$  by reaction with water vapor evaporated from the dust. The ingredients (an AGN, a massive star-forming episode, and hot dust) are all present in APM 08279+5255, even though X-ray ionization seems unlikely to raise  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  well above 1 (Lepp & Dalgarno 1996). We can also

tentatively discard selective depletion of oxygen-bearing species as an explanation for the inferred  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio in APM 08279+5255. Usero et al. (2004) analyzed the case of the Seyfert 2 galaxy NGC 1068 and found that the solution provided by oxygen depletion models matching an abundance ratio of  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] \sim 10^{-3}$  (i.e.,  $\sim 10$  times lower than that of APM 08279+5255) leads to an excessively large  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  abundance ratio ( $>20$ ).

Of particular note, the advantage of the radiative excitation scheme over the collisional excitation model is twofold. First, radiative excitation does not require very high gas densities to explain the HCN/ $\text{HCO}^+$  line ratios observed in APM 08279+5255, even though the CO line ratios seem to imply medium-high densities. Furthermore, infrared pumping can also account for the near-equality of the HCN and  $\text{HCO}^+$   $J = 5-4$  line intensities while keeping the abundance ratio  $[\text{HCN}]/[\text{HCO}^+]$  within the range 0.5–2, typical of that observed in dense molecular clouds in the Galaxy and in nearby galaxies (see, e.g., Table 8 of Wang et al. 2004).

The availability of only one observed transition of HCN and  $\text{HCO}^+$  prevents us from making a more educated choice of the right scenario for APM 08279+5255. Future observations that include lower and higher  $J$  transitions of both  $\text{HCO}^+$  and HCN will be required in order to confront a set of observed line ratios with the predictions issued from chemical and excitation models.

S. G. B., J. G. C., and P. P. are grateful for support from the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia (MEC) and FEDER funds under grant ESP 2003-04957, and from the Secretaría de Estado de Política Científica y Tecnológica/MEC under grant AYA 2003-07584. We thank W. Klemperer, E. Herbst, A. Fuente, and M. Elitzur for comments on our work.

### REFERENCES

- Beelen, A., Cox, P., Benford, D. J., Dowell, C. D., Kovács, A., Bertoldi, F., Omont, A., & Carilli, C. L. 2006, *ApJ*, 642, 694  
 Carroll, T. J., & Goldsmith, P. F. 1981, *ApJ*, 245, 891  
 Downes, D., Neri, R., Wiklind, T., Wilner, D. J., & Shaver, P. A. 1999, *ApJ*, 513, L1  
 Gao, Y., & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63  
 ———. 2004b, *ApJ*, 606, 271  
 Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L. 2006, *ApJ*, 640, L135  
 Lepp, S., & Dalgarno, A. 1996, *A&A*, 306, L21  
 Lewis, G. F., Carilli, C., Papadopoulos, P., & Ivison, R. J. 2002, *MNRAS*, 330, L15  
 Lewis, G. F., Chapman, S. C., Ibata, R. A., Irwin, M. J., & Totten, E. J. 1998, *ApJ*, 505, L1  
 Maloney, P. R., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 466, 561  
 Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9  
 Papadopoulos, P., Ivison, R., Carilli, C., & Lewis, G. 2001, *Nature*, 409, 58  
 Solomon, P. M., Downes, D., & Radford, S. J. E. 1992, *ApJ*, 387, L55  
 Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144  
 Spergel, D. N., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175  
 Sternberg, A., Genzel, R., & Tacconi, L. 1994, *ApJ*, 436, L131  
 Usero, A., García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Rodríguez-Fernández, N. J. 2004, *A&A*, 419, 897  
 Wagg, J., Wilner, D. J., Neri, R., Downes, D., & Wiklind, T. 2005, *ApJ*, 634, L13  
 Wang, M., Henkel, C., Chin, Y.-N., Whiteoak, J. B., Hunt Cunningham, M., Mauersberger, R., & Muders, D. 2004, *A&A*, 422, 883  
 Wu, J., Evans, N. J., II, Gao, Y., Solomon, P. M., Shirley, Y. L., & Vanden Bout, P. A. 2005, *ApJ*, 635, L173

LETTER TO THE EDITOR

# Detection of HNC and tentative detection of CN at $z = 3.9$

M. Guélin<sup>1</sup>, P. Salomé<sup>1</sup>, R. Neri<sup>1</sup>, S. García-Burillo<sup>2</sup>, J. Graciá-Carpio<sup>2</sup>, J. Cernicharo<sup>3</sup>,  
 P. Cox<sup>1</sup>, P. Planesas<sup>2</sup>, P. M. Solomon<sup>4</sup>, L. J. Tacconi<sup>5</sup>, and P. Vanden Bout<sup>6</sup>

<sup>1</sup> IRAM, Domaine Universitaire, 300 rue de la piscine, St Martin d'Hères, 38400, France  
 e-mail: guelin@iram.fr

<sup>2</sup> Observatorio Astronómico Nacional, Calle Alfonso XII 3, 28014 Madrid, Spain

<sup>3</sup> IEM-DAMIR, CSIC, Serrano 121, 28006, Spain

<sup>4</sup> Dept. of Physics and Astronomy, State Univ. of N.Y., Stony Brook, NY 11974, USA

<sup>5</sup> Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Postfach 1312, 85741 Garching, Germany

<sup>6</sup> NRAO, 520 Edgemont road, Charlottesville, VA 22903, USA

Received 12 October 2006 / Accepted 7 December 2006

## ABSTRACT

**Aims.** Molecular line emission from high-redshift galaxies holds great promise for the study of galaxy formation and evolution.

**Methods.** The weak signals can only be detected with the largest mm-wave telescopes, such as the IRAM interferometer.

**Results.** We report the detection of the  $J = 5-4$  line of HNC and the tentative detection of the  $N = 4-3$  line of CN in the quasar APM 08279+5255 at  $z = 3.9$ . These are the 4th and 5th molecular species detected at such a high redshift. The derived HNC and CN line intensities are 0.6 and 0.4 times that of HCN  $J = 5-4$ . If HNC and HCN are co-spatial and if their  $J = 5-4$  lines are collisionally excited, the [HNC]/[HCN] abundance ratio must be equal to 0.6 within a factor of 2, similar to its value in the cold Galactic clouds and much larger than in the hot molecular gas associated with Galactic HII regions. It is possible, however, that fluorescent infrared radiation plays an important role in the excitation of HNC and HCN.

**Key words.** galaxies: high-redshift – galaxies: abundances – galaxies: individual: APM 08279+5255 – techniques: interferometric – cosmology: observations

## 1. Introduction

The presence of large reservoirs of molecular gas in the early Universe has been demonstrated through the detection of rotational transitions of CO in high redshift ultraluminous galaxies and quasars (see Solomon & Vanden Bout 2005, for a review). The derived masses are in excess of  $10^{10} M_{\odot}$  and the gas is found to be warm and dense. Obviously, a prodigious star formation activity is taking place in some of those objects, as attested by the huge far-infrared luminosities. These considerations have triggered searches for molecular species having higher dipole moments than CO and that are better probes of the very dense gas associated with star formation. Two such molecules were detected so far in high- $z$  sources: HCN and HCO<sup>+</sup>.

The gravitationally lensed quasar APM 08279+5255 ( $z = 3.9118$ , Weiß et al. 2006 [We06]) is a prime target for such studies. Its huge intrinsic luminosity, boosted by a large magnifying factor ( $m = 60-100$ ), makes it not only the most luminous object in the Universe (apparent luminosity  $L_{\text{bol}} = 7 \times 10^{15} L_{\odot}$ ), but also one of the most powerful sources of CO emission. The presence of strong CO lines with rotational quantum numbers as high as  $J = 11-10$  indicates that its gas is very dense and warm (Downes et al. 1999, We06). Both HCN and HCO<sup>+</sup> have been detected in this source (Wagg et al. 2005 [Wa05]; García-Burillo et al. 2006 [GB06]).

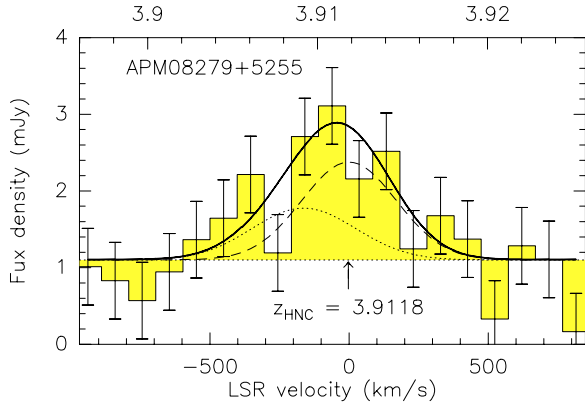
To further constrain the physical conditions of the gas in APM 08279+5255 and to probe its chemical composition, we have searched for new high density tracers. In this Letter, we report the first detection of hydrogen isocyanide (HNC) at high- $z$  and the tentative detection of CN.

## 2. Observations and results

The IRAM Plateau de Bure interferometer (PdBI) was used to observe the HNC  $J = 5-4$  and CN  $N = 4-3$  lines which, redshifted by  $z = 3.9118$  to the 3-mm band, have rest frequencies differing by less than 70 MHz. More specifically, HNC  $J = 5-4$  is a single component line with a redshifted frequency of 92.282 GHz, while CN  $N = 4-3$ , due to spin-coupling and spin-spin interactions, shows a complex line pattern, whose strongest components lie close to 92 307 MHz and 92 350 MHz and have intensities in the ratio 1:1.3.

The observations were made in September 2006 with five antennas in a compact configuration. The receivers were tuned to 92.297 GHz. The SSB system temperature was typically 150–200 K. The 560 MHz-wide IF-bandwidth, covering a velocity range of 1820 km s<sup>-1</sup>, was observed with a channel spacing of 2.5 MHz. The FWHP of the synthesized beam is  $5.6'' \times 4.4''$ . Data reduction and analysis were done with the GILDAS software. The flux calibration is based on the PdBI primary calibrator MWC 349 and on reference quasars. The total time on source amounts to 25 h.

The resulting spectrum, smoothed to a resolution of 97 km s<sup>-1</sup>, is shown in Fig. 1. The total emission map, integrated over the 1820 km s<sup>-1</sup>-wide bandwidth, is shown in Fig. 2a, while 3 continuum-free velocity-channel maps, obtained after subtraction of a 1.1 mJy continuum source, are shown in Figs. 2b–d. A line is clearly detected in Figs. 1 and 2c. Like the continuum emission, it arises from an unresolved source whose position is identical to those of the CO, HCO<sup>+</sup> and HCN sources and of the quasar. The line peak flux, derived from the fit of a single Gaussian profile, is  $1.76 \pm 0.3$  mJy ( $6\sigma$  detection). The



**Fig. 1.** Spectrum of the HNC(5–4) and CN(4–3) emissions from APM 08279+5255. The velocity scale is relative to the HNC frequency redshifted by  $z = 3.9118$ . The velocity resolution is  $97 \text{ km s}^{-1}$ , the rms noise  $0.5 \text{ mJy}$ . The thick line represents the best fit synthetic spectrum and the dotted and dashed lines the contributions from CN and HNC to this spectrum. The CN contribution is the blend of 2 fine-structure components.

line width is  $500 \pm 110 \text{ km s}^{-1}$  and its center frequency, relative to the LSR, is  $92294 \pm 12 \text{ MHz}$ . The latter is  $12 \text{ MHz}$  higher than the HNC line frequency and  $38 \text{ MHz}$  lower than that of the barycenter of the CN line components. The fitted width and center frequency, which are somewhat larger than those observed for HCN, suggest that we have detected a blend of HNC and CN.

We have fitted the unsmoothed line profile with a synthetic profile representing a blend of the HNC and CN lines. The relative position of the line components (2 components for CN, one for HNC) were fixed according to the redshifted transition frequencies and the component widths were set equal to  $\Delta v = 400 \text{ km s}^{-1}$ , the FWHP of the HCN(5–4) line (We06). The intensities derived for  $z = 3.9118$ , the redshift derived from CO, are shown in Table 1. They correspond to a HNC/CN integrated line intensity ratio of  $r = 1.7$ . Obviously, CN is only a minor constituent of the observed line. The observed profile can be marginally fit by HNC alone ( $1\sigma$ ), but not by CN alone: fitting this profile with only the CN components yields a much too high redshift,  $z = 3.9139 \pm 0.0008$ . We conclude that the detection of HNC in APM 08279+5255 is certain, whereas that of CN is only tentative. A fit of the component width, while keeping the intensities fixed, yields  $\Delta v = 480 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$  a value similar, within the errors, to the HCN and  $\text{HCO}^+$  line widths. This is consistent with HNC, HCN and  $\text{HCO}^+$  being co-spatial.

The derived velocity-integrated HNC and CN line intensities (and the corresponding line luminosities) are compared in Table 1 to those of HCN,  $\text{HCO}^+$ (5–4) and CO(4–3). The relatively large error bars reflect the difficulty of resolving CN from HNC. The HNC line intensity is surprisingly large:  $\approx 2/3$  of those of HCN and  $\text{HCO}^+$  and  $\approx 1/7$  of that of CO. The CN line intensity is certainly smaller and remains very uncertain.

### 3. Discussion

The detection of HNC and the tentative detection of CN in APM 08279+5255, after those of CO, HCN and  $\text{HCO}^+$ , brings to 5 the number of molecules observed in high redshift quasars. More than just supplying new tracers of dense gas, it gives us an opportunity to measure the  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio, a ratio very sensitive to the physical and chemical state of the gas.

The strength of HNC, HCN and  $\text{HCO}^+$  in APM 08279+5255 may reflect a high abundance of these species relative to CO. It may also come from an unusually high gas density. Finally, it may result from fluorescent pumping through excited bending states, or from a combination of those three causes (see GB06).

Whereas the abundance of HCN, relative to CO, is stable in Galactic clouds for a wide range physical conditions (Lucas & Liszt 1996), that of HNC is known to vary by orders of magnitude. The  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  ratio is found to be  $\geq 1$  in dense dark clouds (Hirota et al. 1998),  $\approx 1/5$  in diffuse clouds (Liszt & Lucas 2001) and only few  $\times 10^{-2}$  in hot and dense star-forming regions, such as the Orion hot core (Schilke et al. 1992).

In dense clouds, both HCN and HNC are thought to mainly result from the dissociative recombination of  $\text{HCNH}^+$  and to be destroyed by reactions with ions and radicals. HNC is preferentially destroyed by reactions with H, O and OH that proceed only in oxygen-rich hot and/or dense environments. Schilke et al. (1992) have modeled the  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio to explain the Orion results. They predict a rapid decrease of this ratio with increasing gas density and temperature, in agreement with observations: in their model,  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  decreases from a value of  $\geq 1$  at  $n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_K < 30 \text{ K}$  (the conditions prevailing in dense dark clouds) to  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] \sim 3 \times 10^{-2}$  at  $n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  and  $T_K = 100 \text{ K}$  (the conditions in the Orion hot, oxygen-rich core).

In the following, we examine the physical conditions prevailing in the circumnuclear disk of APM 08279+5255 and address the question of HNC excitation, in order to discuss the  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio.

#### 3.1. Collisional excitation

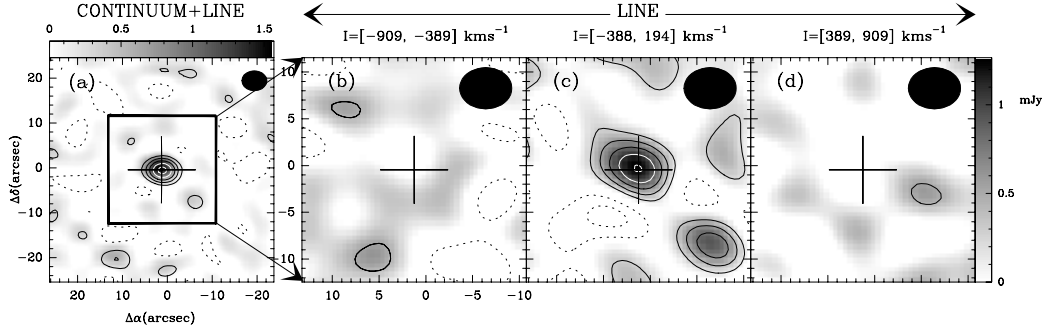
The physical conditions in APM 08279+5255 can be derived, in principle, from the observed CO and HCN line intensities. CO and HCN have different dipole moments and their rotational transitions have critical densities in the ratio 1:1000, making the HCN/CO intensity ratio a sensitive indicator of the gas density. Downes et al. (1999), Wa05 and We06 have analyzed, using a LVG code, the CO  $J = 1-0$  through  $11-10$  and HCN(5–4) line intensities in APM 08279+5255. They assume that the observed emission arises from a single uniform component, or from two radiatively decoupled components, and that fluorescent excitation is negligible. With these assumptions, the range of densities for the bulk of the gas is constrained by the fact that the gas density  $n$  must be high enough to populate the  $J = 5$  level of HCN and low enough to prevent the thermalization of the CO  $J \geq 9$  levels. This range depends mildly on the gas temperature ( $T_K$ ) or the molecular abundances and can be derived for reasonable values of those parameters, i.e.  $40 \text{ K} < T_K < 200 \text{ K}$ ,  $10^{-5} < [\text{CO}]/[\text{H}_2] < 10^{-4}$  and  $10^{-4} < [\text{HCN}]/[\text{CO}] < 10^{-2}$ . The gas density  $n$  should be comprised between a few  $\times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and a few  $\times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . The solution favored by We06, who assumed  $[\text{CO}]/[\text{H}_2] = 5 \times 10^{-5}$  and  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] = 10^{-3}$ , is  $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_K = 45 \text{ K}$ ; Wa05, who adopted  $N(\text{CO})/\Delta v = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2} \text{ km}^{-1} \text{ s}$  and  $[\text{HCN}]/[\text{CO}] = 10^{-2}$ , find  $n = 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$  and  $T_K = 80 \text{ K}$ . The HCN(5–4) line opacities ( $\tau$ ) derived in these studies are 50–150.

With such values of  $n$  and  $\tau$ , the HCN(5–4) line, which has a critical density of  $2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , is only weakly excited. Low excitation implies that the intensity emerging from a uniform cloud is nearly proportional to the molecule column density  $N(\text{HCN})$ . As an illustration of this, let us consider the solution with  $n = 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_K = 45 \text{ K}$  and a line opacity  $\tau = 100$ . A statistical equilibrium calculation with RADEX (Schröier et al. 2005)

**Table 1.** Properties of the HNC, HCN and  $\text{HCO}^+$  (5–4) lines compared to the CO(4–3) line towards APM 08279+5255

Line	$\nu_{\text{obs}}$ [GHz]	$I_{\text{line}}$ [Jy km s <sup>-1</sup> ]	$L'$ [10 <sup>10</sup> K km s <sup>-1</sup> pc <sup>2</sup> ]	$F_{\text{cont}}$ [mJy]	Ref
HNC(5–4)	92.282	$0.54^d \pm 0.25$	$2.3 \pm 1.1$	$1.1^e \pm 0.15$	Present work
CN(4–3)	92.332	$0.31^d \pm 0.25$	$1.3 \pm 1.1$	$1.1^e \pm 0.15$	Present work
HCN(5–4)	90.229	$0.85 \pm 0.12$	$3.6 \pm 0.5$	$1.3 \pm 0.2$	(a)
$\text{HCO}^+$ (5–4)	90.797	$0.87 \pm 0.13$	$3.5 \pm 0.6$	$1.2 \pm 0.1$	(b)
CO(4–3)	93.870	$3.70 \pm 0.50$	$14.7 \pm 1.5$	$1.2 \pm 0.3$	(c)

NOTES. – (a) We06; (b) GB06; (c) Downes et al. (1999); (d) blended line HNC and CN fitted together with FWHP fixed to 400 km s<sup>-1</sup>; (e) fitted to the line-free channels. The luminosities are calculated from equation [1] of Downes et al. (1999) using the standard concordance cosmology parameters with  $H_0 = 71$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>,  $\Omega_m = 0.27$  and  $\Omega_\Lambda = 0.73$  (Spergel et al. 2003). They are not corrected for the lens amplification.



**Fig. 2.** **a)** Total (continuum+line) emission map of APM 08279+5255 integrated from  $-909$  to  $909$  km s<sup>-1</sup> and centered on  $92.29$  GHz. Levels are  $-2\sigma$  (dashed) and  $2\sigma$  to  $10\sigma$  in steps of  $2\sigma$  ( $\sigma = 0.15$  mJy/beam). **b)–d):** Velocity-channel maps obtained after subtraction of a point-like  $1.1$  mJy continuum source, located at the position of maximum emission. The data have been averaged over the three velocity intervals delineated in Fig. 1. **b)**  $I = [-909, -389]$ , **c)**  $I = [-388, +194]$  and **d)**  $I = [389, 909]$  km s<sup>-1</sup>. The emission from the HNC(5–4) and CN (4–3) lines appears in the central channel (c). Contours are  $-2\sigma$ ,  $-1\sigma$  (dashed) and  $1\sigma$  to  $5\sigma$  in steps of  $\sigma$  for (c) and  $-2\sigma$  and  $2\sigma$  for (b) and (d) (with  $1\sigma = 0.25$  mJy/beam). The synthesized beam is shown as a grey ellipse on the top right corner. The offsets (in arcseconds) are relative to the peak of the continuum+line emission at  $(08^{\text{h}}31^{\text{m}}41^{\text{s}}.69, 52^{\circ}45'17''12)$  (J2000), shown by the crosses.

shows that dividing  $N(\text{HCN})$  by 3, decreases the HCN(5–4) line intensity by a factor of 2.5, despite the large value of  $\tau$ . The same considerations apply to HNC, which has almost exactly the same electric dipole moment as HCN (3.0 debye) and similar rotational level spacings. Recent calculations by Wernli et al. (2006) for the collisional excitation of HCCCN with He and with  $\text{H}_2$  and on-going calculations for HCN, based upon recent potential energy surfaces (M. Wernli & P. Valiron, *private communication*), indicate that for such heavy molecular rods, the dynamics of the collision is mainly driven by the hard core interaction with the rod and is weakly sensitive to the details of the potential surface, in fair agreement with the pioneering calculations for HCN-He by Green & Chapman (1978). We can thus safely assume that HNC and HCN present similar collisional rates and critical densities for temperatures well below the isomerisation barrier of 1440 K. Thanks to this and provided HCN and HNC co-exist in the same clouds, the HNC/HCN intensity ratio in APM 08279+5255 should reflect these species' abundance ratio. In that case,  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}] \approx 0.6$  within a factor of 2, close to the ratio predicted by Schilke et al. (1992) in O-rich environments for  $T_K \leq 80$  K,  $n \leq 10^5$  cm<sup>-3</sup>, but higher than those predicted for hotter and denser regions, such as the Orion hot core.

The  $[\text{CN}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio is more difficult to derive for 3 reasons. First, the CN line intensity is fairly uncertain. Second, the  $J = 4-3$  CN line is much easier to excite than HCN (5–4), due to its lower energy and smaller dipole moment, so that the line intensity ratio depends critically on the gas density. Third, the collisional cross sections of CN with  $\text{H}_2$ , or even He, are not known. Following Black & van Dishoeck (1991), we assume that they are similar to those of CS

(Green & Chapman 1978) and adopting once more  $T_K = 45$  K,  $n = 10^5$  cm<sup>-3</sup>, we estimate  $[\text{CN}]/[\text{HCN}] \leq 1/10$ .

### 3.2. Fluorescent excitation

We have assumed above that there is no radiative coupling between the different clouds in the  $J = 5-4$  line and that the excitation is mainly collisional. The first hypothesis seems reasonable in view of the limited inclination (the quasar is bright at visible wavelengths) and large velocity gradient of the rotating disk. The fact that we are dealing with  $J$  levels as large as 4 and 5 makes it also unlikely that cold foreground gas screens efficiently the core emission. The second hypothesis is weaker.

With a spectral energy distribution peaking around  $20 \mu\text{m}$ , APM 08279+5255 is exceptionally bright in the mid-infrared. A fit to the dust emission yields a hot (200 K) plus a cold (70 K) component (Beelen et al. 2006). The latter, whose mass represents more than 9/10 of the total, is probably associated with the dense gas detected in the HCN and HNC lines. The hot dust component could be concentrated close to the central AGN (We06), or distributed in hot flakes scattered throughout the cold disk (Nenkova et al. 2002).

The transitions  $\nu_2 = 1-0$  connecting the lowest excited bending states of  $\text{HCO}^+$ , HCN and HNC to the ground vibrational state have wavelengths of 12.1, 14.0 and  $21.7 \mu\text{m}$ , respectively. Their Einstein A coefficients are fairly large ( $A \approx 1-7$  s<sup>-1</sup>, Nezu et al. 1999), so that the  $\nu_2 = 1-0$  lines are expected to be optically thick in APM 08279+5255. As argued by GB06 (see also Barvainis et al. 1997), the mid-infrared radiation from the hot

dust can well excite the first bending modes and, by fluorescence, populate the  $J = 4$  and 5 levels of the ground state. Since the  $J = 3$  levels are already populated by the cosmic background radiation (their fractional population is 0.17 at 13.4 K), one single pumping cycle – from the  $(\nu_2, J) = (0, 3)$  level up to the  $(1, 4)$  level and down to the  $(0, 5)$  level – is required to populate the  $J = 5$  level. Besides an optical depth  $\geq 1$ , the only requirement for fluorescent pumping to be efficient is that the solid angle  $\Omega$  subtended by the hot dust at the molecules should not be too small (say  $f = \Omega/4\pi \geq 0.1$ ). A value of  $f > 0.1$  could be easily achieved if the gas is clumpy, so that the radiation from the AGN can penetrate deeply into the disk (Nenkova et al. 2002).

If those conditions are fulfilled, fluorescent excitation may well take over collisional excitation for the HCN, HNC and  $\text{HCO}^+$   $J = 5-4$  lines. The line intensities may then reflect the number of pumping photons, rather than the molecular column densities. The near equality of the HCN and  $\text{HCO}^+$   $J = 5-4$  line intensities would be naturally explained, as the infrared transition wavelengths of these two species are similar. Also, the constraint on the gas density would be much relaxed, since the CO data alone can be explained by warmer, but less dense gas (We06).

Infrared pumping may introduce interesting differences between HCN and HNC. The wavelength of the  $\nu_2 = 1-0$  transition of HNC is 1.5 times larger than that of HCN and the flux of APM 08279+5255 at  $21.7 \mu\text{m}$  is twice that at  $14 \mu\text{m}$ . Thus, the number of photons able to excite the HNC molecules is at least 3 times larger than that of photons which can excite HCN (or  $\text{HCO}^+$ ). Moreover, the emission of the colder dust component starts to be significant at  $21.7 \mu\text{m}$ . This emission will be particularly effective, since the cold dust is better mixed with the HNC molecules than the hot dust, so that  $f \approx 1$ .

In contrast to triatomic molecules that have low energy bending states, the lowest vibrational transition of CN lies at  $4.9 \mu\text{m}$ , where the flux of APM 08279+5255 is 5 times weaker than at  $20 \mu\text{m}$ . The comparison of HCN, HNC and CN may then offer a way to weigh the relative importance of collisional and fluorescent excitations, assuming these molecules are co-spatial. More transitions would be needed, however, to do so.

### 3.3. Comparison with other galaxies

In nearby starbursts galaxies such as M 82, NGC 253, NGC 1068 and NGC 3079, the HNC and HCN  $J = 1-0$  lines have intensity ratios  $\approx 0.5$  (Hüttemeister et al. 1995; Wang et al. 2004). Exceptions are some ULIRGs such as Mrk 231 (Aalto et al. 2002) and Arp 220 (Cernicharo et al. 2006), where this ratio is  $\approx 1$ . However, the fundamental rotational lines are not necessarily good indicators of the HCN and HNC abundances, due to self-absorption. First, these lines have critical densities of  $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ , 100 times lower than the  $J = 5-4$  lines; they are much easier to excite in dense cores, so that their intensities saturate for lower molecular column densities. Second, in the local Universe the cosmic background temperature is only 2.7 K, so that most of the HNC and HCN molecules in low density gas are in the ground  $J = 0$  level, making envelopes optically thick to the  $J = 1-0$  line radiation that emerges from the cores.

A comparison between local ULIRGs and APM 08279+5255 must involve higher  $J$  lines. The  $J = 3-2$  HNC and HCN lines have recently been observed in Arp 220 (Cernicharo et al. 2006) with an intensity ratio of 2.3, twice the value of the  $J = 1-0$  line intensity ratio. The  $J = 3-2$  line intensity ratio is more likely to reflect the  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio than the  $J = 1-0$  intensity ratio, so that

HNC should be more abundant than HCN in this source. The relatively high HNC abundance observed in APM 08279+5255 is thus not exceptional.

A survey of CN ( $N = 1-0$ ) emission in luminous IR galaxies has been made by Aalto et al. (2002), who found that the CN/HNC intensity ratio, which is  $\approx 1$  in many LIRGs can be lower in ULIRGs. The relative weakness of CN in APM 08279+5255 is therefore also not exceptional.

## 4. Summary

We have detected HNC ( $5-4$ ) and tentatively CN ( $4-3$ ) emission from the quasar APM 08279+5255 at  $z = 3.9$ , adding to HCN and  $\text{HCO}^+$  two new tracers of the very dense gas in high- $z$  sources. The data are consistent with HNC and HCN being co-spatial.

The  $J = 5-4$  lines of HCN and HNC are remarkable by their very high, almost equal critical densities,  $\approx 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ , which are far larger than the gas density in the central circumnuclear disk. In the absence of mid-infrared pumping, the high critical densities maintain low populations in the  $J = 5$  and 4 levels. The HCN/HNC( $5-4$ ) line intensity ratio is then a good measure of the  $[\text{HNC}]/[\text{HCN}]$  abundance ratio. The latter, which is a sensitive probe of the chemical and physical conditions, is found to be close to 1, much larger than the corresponding ratio observed in the hot and dense Galactic molecular clouds. We stress that the  $J = 1-0$  lines of the main isotopologues of HNC and HCN are much more easily excited and do not trace properly these species' abundances when they are optically thick.

HNC is the first metastable isomer detected in high- $z$  sources. CN, if confirmed, would be the first radical. Their observation in APM 08279+5255 illustrates that the chemistry can be quite evolved in environments as extreme as the vicinity of the most powerful high- $z$  quasars. Other molecules, including more complex species, might be detectable with present day instrumentation.

*Acknowledgements.* We wish to thank P. Valiron for helpful comments on the collisional cross sections of HNC and HCN and A. Weiß and D. Downes for communicating their results prior to publication. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

## References

- Aalto, S., Polatidis, A. G., Hüttemeister, S., & Curran, S. J. 2002, *A&A*, 381, 783
- Barvainis, R., Maloney, P., Antonucci, R., & Alloin, D. 1997, *ApJ*, 484, 695
- Black, J., & van Dishoeck, E. F. 1999, *ApJ*, 369, L9
- Beelen, A., Cox, P., & Benford, D. J., et al. 2006, *ApJ*, 642, 694
- Cernicharo, J., Pardo, J. R., & Weiß, A. 2006, *ApJ*, 646, L49
- Downes, D., Neri, R., Wiklind, T., et al. 1999, *ApJ*, 513, L1
- García-Burillo, S., Graciá-Carpio, J., Guélin, M., et al. 2006, *ApJ*, 645, L17 [GB06]
- Green, S., & Chapman, S. 1978, *ApJS*, 37, 169
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Ohishi, M. 1998, *ApJ*, 503, 717
- Hüttemeister, S., Henkel, C., Mauersberger, R., et al. 1995, *A&A*, 295, 571
- Liszt, H., & Lucas, R. 2001, *A&A*, 370, 576
- Lucas, R., & Liszt, H. 1996, *A&A*, 307, 237
- Nenkova, M., Ivezić, Z., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9
- Nezu, et al. 1999, *J. Mol. Spectrosc.*, 198, 186
- Schilke, P., Walmsley, C. M., & Pineau des Forêts, G., et al. 1992, *A&A*, 256, 595
- Schröier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
- Solomon, P. M., & Vanden Bout, P. A. 2005, *ARA&A*, 43, 677
- Spergel, D. N., et al. 2003, *ApJS*, 148, 175
- Wang, M., Henkel, C., Chin, Y.-N., et al. 2004, *A&A*, 422, 883
- Wagg, J., Wilner, D. J., Neri, R., et al. 2005, *ApJ*, 634, L13 [Wa05]
- Weiß, A., Downes, D., Neri, R., et al. 2006, *A&A*, submitted [We06]
- Wernli, M., Wiesenfeld, L., Faure, A., & Valiron, P. 2006, *A&A*, submitted

## 10 Conclusiones finales

A lo largo de todo este trabajo de tesis hemos estudiado con un gran nivel de detalle las propiedades del gas molecular en las galaxias luminosas y ultraluminosas en el infrarrojo. Nuestra motivación principal era caracterizar a partir de dichas propiedades los procesos de formación estelar y actividad nuclear que tienen lugar en el interior de este tipo de galaxias y que son responsables de sus enormes luminosidades infrarrojas. Para ello hemos observado con los radiotelescopios milimétricos de IRAM varias muestras de galaxias infrarrojas en diferentes moléculas y transiciones. Hemos incorporado a nuestro estudio del gas molecular la información adicional procedente de otros rangos del espectro electromagnético y hemos comparado los resultados obtenidos con los publicados por otros autores en otras muestras de galaxias, como las galaxias espirales de menor luminosidad ( $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ ), las galaxias Seyfert, los PG QSOs y las galaxias infrarrojas situadas a elevados desplazamientos al rojo.

Nuestro estudio supera en numerosos aspectos a otros trabajos publicados con anterioridad. Hemos observado y analizado las propiedades del gas molecular trazado por la línea CO(1–0) en la mayor muestra de ULIRGs observada hasta la fecha en esa transición (capítulo 5). Hemos separado y resuelto espacialmente la emisión del gas molecular del par de galaxias interactuantes que componen la ULIRG IRAS 10190+1322 (capítulo 6), algo que sólo se había conseguido realizar hasta entonces en Arp 220, la ULIRG más próxima a la Vía Láctea. Hemos estudiado las propiedades físicas y químicas del gas molecular denso de una muestra de 17 galaxias infrarrojas (capítulos 7 y 8), superando tanto en el número de LIRGs y ULIRGs observadas como en el número de transiciones consideradas a cualquier otro estudio publicado anteriormente. Hemos derivado por primera vez la ley de Kennicutt-Schmidt del gas molecular denso para una gran variedad de tipos de galaxias y de luminosidades infrarrojas (capítulo 8). Por último, hemos detectado la emisión de las líneas  $\text{HCO}^+(5-4)$ ,  $\text{HNC}(5-4)$  y  $\text{CN}(4-3)$  en la galaxia activa hiperluminosa en el infrarrojo APM 08279+5255, aumentando de dos a cinco el número total de moléculas detectadas a  $z \geq 3$  (capítulo 9).

La mayor parte de las observaciones y de los resultados presentados en este trabajo se han publicado en forma de artículos en revistas de astronomía de reconocido prestigio (Graciá-Carpio et al. 2006, 2007, 2008b; García-Burillo et al. 2006; Guélin et al. 2007) y en actas de congresos internacionales (Planesas et al. 2005; García-Burillo et al. 2006; García-Burillo et al. 2007, 2008a,b,c,d; Vanden Bout et al. 2006; Graciá-Carpio et al. 2008a). A día de hoy, según la base de datos de ADS estos trabajos han sido citados en 108 ocasiones, lo cual refleja el gran interés despertado tras su publicación.

Enumeramos a continuación las conclusiones más importantes extraídas de este trabajo de tesis:

- La presencia de grandes cantidades de gas molecular en las galaxias es una condición imprescindible para que el fenómeno ultraluminoso en el infrarrojo tenga lugar. En promedio las ULIRGs tienen unas tres veces la masa de gas molecular de la Vía Láctea. Esto no quiere decir, sin embargo, que la masa total de gas molecular determine de manera automática la luminosidad infrarroja final de las LIRGs y las ULIRGs. A partir de nuestras observaciones de CO hemos comprobado que la correlación entre la luminosidad infrarroja y la masa de gas molecular es muy débil en este tipo de galaxias.  $L_{\text{IR}}$  puede variar en más de un orden de magnitud entre galaxias con una misma luminosidad de la línea CO(1–0), independientemente de su tipo de actividad nuclear o de su fase de interacción.
- Gran parte de la dispersión observada entre  $L_{\text{IR}}$  y  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  tiene su origen en las elevadas opacidades del medio interestelar características de las galaxias infrarrojas. Hemos interpretado la disminución del cociente de luminosidades  $L_{\text{IR}}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  con la anchura a media altura de la línea CO(1–0) como un efecto producido por la absorción del disco de gas molecular sobre la emisión en el infrarrojo de las galaxias. El hecho de que este efecto sea importante en las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER y no lo sea en las galaxias HII, nos ha llevado a concluir que la distribución relativa de las fuentes de emisión infrarroja y el gas molecular difiere en estos dos grupos de galaxias. En las primeras la emisión en el infrarrojo se originaría principalmente en el centro de un disco o toroide de gas molecular trazado por la línea CO(1–0), mientras que en las segundas las fuentes de emisión infrarroja estarían distribuidas de manera uniforme en el disco de gas molecular. Las galaxias infrarrojas de tipo HII estarían pues dominadas por brotes de formación estelar recientes, mientras que las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER deberían su emisión infrarroja a un AGN oscurecido o a un *starburst* circunuclear.



- La concentración y densidad del gas molecular determina en gran medida la luminosidad infrarroja total de las galaxias. Una prueba de ello es que el gas molecular se encuentra altamente concentrado en el kiloparsec central de las LIRGs y las ULIRGs, tal y como demuestran las observaciones de CO de elevada resolución angular, de las cuales nuestras observaciones en IRAS 10190+1322 son un claro ejemplo. Otra prueba de ello es la estrecha correlación observada a lo largo de más de cuatro órdenes de magnitud entre la luminosidad infrarroja y la luminosidad de la línea HCN(1–0), y el aumento con  $L_{\text{IR}}$  de los cocientes de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ ,  $L'_{\text{HCO}^+(1-0)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$ ,  $L'_{\text{HCO}^+(3-2)}/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $L'_{\text{HCO}^+(3-2)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$ , los cuales se suelen interpretar como una medida de la densidad promedio del gas molecular en las galaxias.
- La ley de Kennicutt-Schmidt es la mejor forma de representar la dependencia entre la densidad del gas molecular y la tasa de formación estelar. Hemos encontrado que a partir de la densidad superficial del gas molecular denso ( $\Sigma_{\text{denso}}$ ), trazado por la emisión de la línea HCN(1–0), es posible deducir la densidad superficial de formación estelar de una galaxia ( $\Sigma_{\text{SFR}}$ ), con un error menor de un factor 3, a lo largo de más de cuatro órdenes de magnitud en  $\Sigma_{\text{denso}}$ . En contra de los que se pensaba anteriormente, la pendiente de la ley de Kennicutt-Schmidt del gas molecular denso aumenta a partir de  $L_{\text{IR}} \simeq 10^{11} L_{\odot}$ . Las galaxias espirales con  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$  siguen una ley de Kennicutt-Schmidt con una pendiente ligeramente menor de la unidad, frente a las LIRGs y las ULIRGs, los PG QSOs y las galaxias infrarrojas situadas a elevados desplazamientos al rojo que obedecen una ley con una pendiente significativamente mayor que la unidad. Como consecuencia de esto, la eficiencia de formación estelar del gas molecular denso es mayor en estas galaxias que en las galaxias espirales.
- La variación de la pendiente de la ley de Kennicutt-Schmidt del gas molecular denso se puede explicar de varias formas. Puede estar indicando un aumento de la densidad promedio del gas molecular a partir de  $L_{\text{IR}} \simeq 10^{11} L_{\odot}$ , puede estar indicando una variación real de las leyes que regulan la formación estelar en las galaxias infrarrojas o puede estar reflejando la contribución de un AGN oscurecido a la luminosidad en el infrarrojo lejano en las galaxias de mayor luminosidad. Por el momento, con la información disponible, no podemos concluir cuál de estos efectos es el que contribuye en mayor medida al cambio de pendiente observado.
- Un camino muy prometedor para diferenciar entre estos posibles escenarios es el estudio de la química del gas molecular en las galaxias infrarrojas. Hemos compro-

bado que el cociente de luminosidades  $L'_{\text{HCN}(1-0)}/L'_{\text{HCO}^+(1-0)}$  aumenta con la luminosidad infrarroja de las LIRGs y las ULIRGs. El origen principal de dicho aumento es una sobreabundancia de la molécula de HCN frente a la de  $\text{HCO}^+$  que hace que el factor de conversión  $X_{\text{HCN}}$  disminuya con  $L_{\text{IR}}$ , en lugar de permanecer constante, como se había venido suponiendo hasta ahora. Esta sobreabundancia de la molécula de HCN frente a la de  $\text{HCO}^+$  puede estar asociada a una química de XDRs inducida por la radiación procedente de un AGN oscurecido o a una química de *hot-cores* en torno a regiones de formación de estrellas masivas. Este resultado indica que el gas molecular denso en las galaxias infrarrojas está sometido a unas condiciones muy distintas de las que se suelen dar en las nubes moleculares de la Vía Láctea o en las galaxias espirales con  $L_{\text{IR}} < 10^{11} L_{\odot}$ .

- Por último, hemos demostrado que con los radiotelescopios actuales es posible estudiar las propiedades físicas y químicas del gas molecular en las galaxias infrarrojas del Universo joven, cuando éste contaba apenas con un décimo de su edad actual. Hemos estimado las abundancias de las moléculas de HCN,  $\text{HCO}^+$  y HNC en la galaxia activa APM 08279+5255 ( $z = 3.91$ ) suponiendo que la excitación de sus transiciones rotacionales es principalmente colisional. Las abundancias así estimadas son parecidas a las medidas en las galaxias infrarrojas del Universo local, lo que podría estar indicando que los procesos que dominan la química del gas molecular en estas galaxias son similares, a pesar de sus diferencias en luminosidades infrarrojas y desplazamientos al rojo. Dadas las elevadas densidades críticas de las transiciones observadas y la luminosidad en el infrarrojo medio de APM 08279+5255, existe la posibilidad de que la excitación de sus líneas pueda estar afectada por el bombeo infrarrojo de las moléculas a un nivel vibracional superior. De confirmarse esta posibilidad, esto querría decir que las transiciones estudiadas no trazan de manera adecuada la masa de gas molecular denso de la galaxia. Para determinarla sería necesario observar las transiciones rotacionales de otras moléculas en las que los efectos de la excitación radiativa sean menos importantes.

Con este trabajo hemos demostrado cómo a partir del estudio de las propiedades del gas molecular es posible extraer conclusiones sobre las leyes que gobiernan la formación estelar en las galaxias. El cambio de pendiente detectado en la ley de Kennicutt-Schmidt del gas molecular denso puede estar indicando la existencia de modos distintos de formación estelar entre las galaxias infrarrojas y las galaxias espirales. Estas diferencias

podrían estar asociadas con los efectos producidos por las interacciones galácticas sobre el gas molecular, por lo que se espera que se detecten efectos similares en épocas más tempranas de Universo, cuando las interacciones entre galaxias fueron mucho más abundantes. En este estudio hemos analizado una pequeña muestra de galaxias infrarrojas situadas a elevados desplazamientos al rojo. Su comportamiento en términos de la ley de Kennicutt-Schmidt es similar al de las galaxias infrarrojas del Universo local, pero es necesario comprobar este resultado con una muestra mayor de galaxias. En esta dirección, nuestro grupo se encuentra actualmente implicado en un ambicioso proyecto internacional que pretende medir la masa de gas molecular en varias muestras de galaxias a  $z \sim 1$  y  $z \sim 2$  a partir de observaciones de las transiciones rotacionales de la molécula de CO. El objetivo de este estudio es analizar cómo han ido evolucionando las características de la formación estelar con la edad del Universo, desde  $z \sim 2$  hasta nuestros días. El análisis de la ley de Kennicutt-Schmidt en esta muestra de galaxias y su comparación con la ley determinada localmente permitirá identificar si hubo o no diferencias en la forma en la que las galaxias construyeron en el pasado su componente estelar.

Para realizar este tipo de estudios es necesario conocer previamente qué moléculas y transiciones son las más adecuadas para determinar la masa de gas molecular en sus diferentes fases, y cuales otras, por el contrario, son más sensibles a las condiciones de radiación y excitación a las que se encuentra sometido el gas molecular. Recientemente hemos ampliado nuestro estudio de la química del gas molecular en las galaxias infrarrojas observando la emisión rotacional de las moléculas de HNC, CN y CS. El análisis de estas observaciones nos permitirá discernir cuál es la molécula más adecuada para estimar la masa de gas molecular denso. Este estudio se apoyará en las observaciones de elevada resolución angular de transiciones ópticamente delgadas realizadas por nuestro grupo sobre las galaxias infrarrojas Arp 220 y NGC 6240.

La finalización de la construcción del interferómetro milimétrico y submilimétrico ALMA a comienzos de la próxima década supondrá un salto cualitativo en el estudio de las propiedades físicas y químicas del gas molecular, permitiendo observar grandes muestras de galaxias en numerosas moléculas y transiciones, todo ello con resoluciones espaciales del tamaño de las nubes moleculares de nuestra galaxia. La combinación de las observaciones con los modelos de química del gas molecular, adaptados a las extremas condiciones de las galaxias infrarrojas, permitirá en un futuro próximo dar respuesta a la mayor parte de las cuestiones que han quedado aquí planteadas.







## **Apéndices**





## A. Descripción del modelo de emisión infrarroja concentrada

Supondremos que el gas molecular de la galaxia se encuentra en su mayor parte distribuido en un toroide de revolución de radios  $R$  y  $r$ , y que éste rota a una velocidad promedio  $V_{\text{rot}}$  (ver la figura A.1). Supondremos también que el plano de rotación de la galaxia se encuentra inclinado respecto al plano del cielo un ángulo  $i$ . Según esto, el perfil de la línea CO(1–0) tendrá aproximadamente una forma gaussiana con una anchura a media altura,  $\Delta V_{\text{m}}$ , igual a

$$\Delta V_{\text{m}} = 2V_{\text{rot}} \cos(90 - i) = 2V_{\text{rot}} \sin i = \Delta V_{\text{rot}} \sin i$$

De esta ecuación se deduce que la anchura de la línea CO(1–0) debería ser igual a cero cuando la galaxia se encuentre de frente ( $i = 0$ ) e igual a  $\Delta V_{\text{rot}}$  cuando la galaxia se encuentre de perfil ( $i = 90$ ). En realidad esto no sucede nunca porque el gas molecular siempre tiene una velocidad de turbulencia  $\delta V$  no asociada a la rotación. Podría decirse que  $\delta V$  es la anchura característica del conjunto de las nubes moleculares de la galaxia. Por todo esto, la ecuación que relaciona la inclinación de la galaxia con la anchura proyectada de la línea CO(1–0) debería ser

$$\Delta V_{\text{m}} = \Delta V_{\text{rot}} \sin i + \delta V$$

Supondremos que la emisión infrarroja  $f_{\nu}^0$  para el caso de las galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER proviene en su mayor parte del centro del toroide. Para ciertas inclinaciones ( $\cos i < R/r$ ) la emisión se verá atenuada al atravesar el toroide de gas y polvo, con lo que nosotros detectaremos una densidad de flujo  $f_{\nu}$  menor, que vendrá dada según la siguiente ecuación:

$$f_{\nu} = f_{\nu}^0 e^{-\tau_{\nu}}$$

$\tau_{\nu}$  es la opacidad del medio a la frecuencia  $\nu$  a lo largo de la línea de observación. En nuestro caso la opacidad va a depender de la inclinación de la galaxia:

$$\tau_{\nu} = \int k_{\nu} ds = k_{\nu} S = k_{\nu} 2\sqrt{R^2 - r^2 \cos^2 i}$$

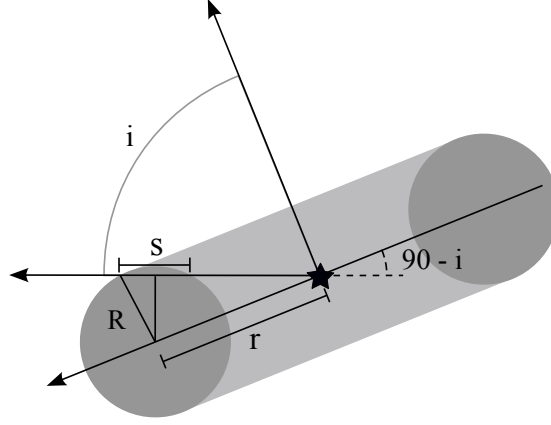


Figura A.1: Dibujo esquemático del modelo de emisión infrarroja concentrada.

donde  $k_v$  es el coeficiente de absorción del polvo y hemos supuesto que la densidad es constante a lo largo de la trayectoria, al igual que la distribución del tamaño de los granos.  $k_v$  depende de la frecuencia considerada y suele ser menor para longitudes de onda mayores (e.g., Draine 2003).

Reuniendo todas las ecuaciones anteriores se llega a que el logaritmo en base 10 de la densidad de flujo observada es igual a:

$$\log f_v = \log f_v^0 - \tau_v \log e = \log f_v^0 - 2 \log e k_v \sqrt{R^2 - r^2 \cos^2 i} , \quad \cos i < \frac{R}{r}$$

Si pasamos a luminosidades la relación es similar:

$$\log (vL_v) = \log (vL_v^0) - 2 \log e k_v \sqrt{R^2 - r^2 \cos^2 i} , \quad \cos i < \frac{R}{r}$$

y sustituyendo la inclinación de la galaxia por su dependencia en velocidades se obtiene:

$$\log (vL_v) = \log (vL_v^0) - 2 \log e k_v \sqrt{R^2 - r^2 + r^2 \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2} , \quad \sqrt{1 - \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2} < \frac{R}{r}$$

De esta forma hemos relacionado la anchura observada de la línea CO(1-0),  $\Delta V_m$ , con la luminosidad del continuo a una determinada frecuencia  $v$ . En particular, esta relación es aplicable a las luminosidades *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ .

La ecuación anterior es una recta del tipo  $\log(\nu L_\nu) = a + m \Delta V_m$  si y sólo si  $r = R$ . Para demostrar esto, primero tenemos que derivar respecto a la anchura de la línea CO(1–0) la ecuación de la luminosidad:

$$\frac{\partial \log(\nu L_\nu)}{\partial \Delta V_m} = -2 \log e k_v \frac{r^2 \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}^2}}{\sqrt{R^2 - r^2 + r^2 \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2}}$$

$$\frac{\partial \log(\nu L_\nu)}{\partial \Delta V_m} = -2 \log e k_v \frac{r \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}}}{\sqrt{\left( \frac{R^2 - r^2}{r^2} \right) \Delta V_{\text{rot}}^2 + (\Delta V_m - \delta V)^2}}$$

Puede verse que la única forma de que la pendiente de la curva  $\log(\nu L_\nu) - \Delta V_m$  sea constante, es decir, que no dependa de  $\Delta V_m$ , es que  $r \simeq R$ . En ese caso:

$$m = \frac{\partial \log(\nu L_\nu)}{\partial \Delta V_m} = -2 \log e k_v \frac{R}{\Delta V_{\text{rot}}} , \quad r \simeq R$$

Tal suposición se verá plenamente justificada en el apéndice C, donde se muestra la existencia de una pendiente constante en el rango de frecuencias observado por *IRAS* para las galaxias de tipo Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER.



## B. Descripción del modelo de emisión infrarroja distribuida

Supondremos ahora que el gas molecular de la galaxia se encuentra en su mayor parte distribuido en un disco de radio  $r$  y altura  $h$ , y que éste rota a una velocidad promedio  $V_{\text{rot}}$  (ver la figura B.1). Supondremos también que el plano de rotación de la galaxia se encuentra inclinado respecto al plano del cielo un ángulo  $i$ . Según esto, el perfil de la línea CO(1–0) tendrá aproximadamente una forma gaussiana con una anchura a media altura,  $\Delta V_{\text{m}}$ , igual a

$$\Delta V_{\text{m}} = 2V_{\text{rot}} \cos(90 - i) = 2V_{\text{rot}} \sin i = \Delta V_{\text{rot}} \sin i$$

Por los mismos motivos que para el modelo anterior, es necesario introducir una velocidad de turbulencia  $\delta V$  no asociada a la rotación. Tras hacer esto, la ecuación que relaciona la inclinación de la galaxia con la anchura proyectada de la línea CO(1–0) toma la forma siguiente:

$$\Delta V_{\text{m}} = \Delta V_{\text{rot}} \sin i + \delta V$$

Supondremos que la emisión observada en el infrarrojo,  $f_{\nu}$ , proviene en su mayor parte de un *starburst* distribuido a lo largo de todo el disco. A cualquier inclinación tendremos un efecto de absorción, debido a que la luz proveniente de las estrellas recién formadas tiene que atravesar una capa de gas y polvo distinta de cero. La ecuación que relaciona la densidad de flujo observada,  $f_{\nu}$ , con la emisión individual de cada una de las estrellas,  $f_{\nu}^0(n)$ , tomará la forma siguiente:

$$f_{\nu} = \sum_{n=1}^N f_{\nu}^0(n) e^{-\tau_{\nu}(n)} = f_{\nu}^0 \sum_{n=1}^N e^{-\tau_{\nu}(n)}$$

donde hemos supuesto que todas las estrellas emiten por igual.  $\tau_{\nu}(n)$  representa la opacidad del medio para la estrella  $n$  a la frecuencia  $\nu$  a lo largo de la línea de observación:

$$\tau_{\nu}(n) = \int_n k_{\nu} ds = k_{\nu} S_n$$

$S_n$  es la capa de gas y polvo que tiene que atravesar la luz proveniente de la estrella  $n$  y  $k_{\nu}$  es el coeficiente de absorción del polvo. Para simplificar hemos supuesto que la

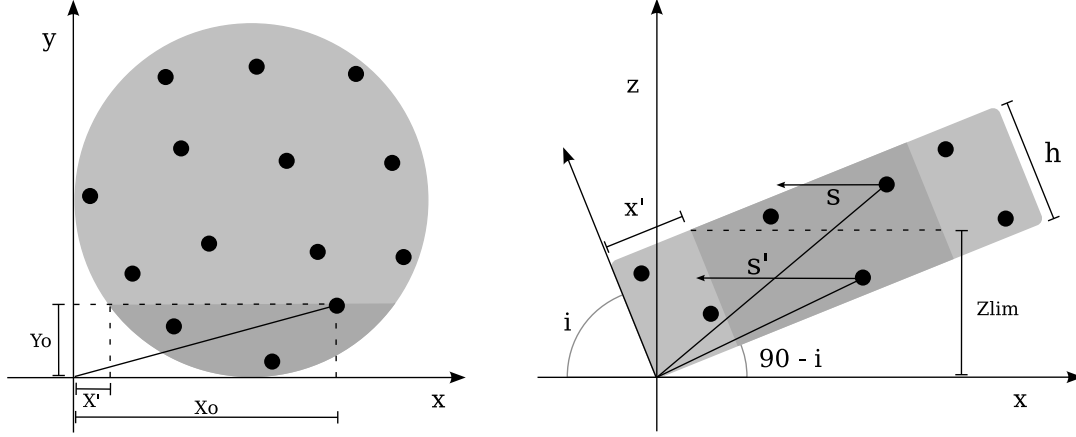


Figura B.1: Dibujo esquemático del modelo de emisión infrarroja distribuida.  $(x_0, y_0, z_0)$  es la posición de la estrella  $n$  en el disco cuando este se encuentra de perfil ( $i = 90$ ).  $(x, y, z)$  es la posición de la estrella  $n$  para una inclinación  $i$ .

densidad es constante a lo largo de la trayectoria, al igual que la distribución del tamaño de los granos. De la figura B.1 se deduce que  $S_n$  va a depender de la posición relativa de la estrella en el disco  $(x_0, y_0, z_0)$  y de la inclinación de la galaxia respecto al plano de observación:

$$S_n = \begin{cases} \frac{h-z_0}{\cos i} & z \geq z_{\text{lim}} \\ \frac{x_0-x'}{\sin i} = \frac{x_0 - \left(R - \sqrt{R^2 - (y_0 - R)^2}\right)}{\sin i} & z < z_{\text{lim}} \end{cases}$$

donde

$$z = x_0 \cos i + z_0 \sin i$$

$$z_{\text{lim}} = h \sin i + x' \cos i = h \sin i + \left(R - \sqrt{R^2 - (y_0 - R)^2}\right) \cos i$$

Pondremos juntas todas las ecuaciones:

$$\begin{aligned}
\nu L_\nu &= \nu L_\nu^0 \sum_{n=1}^N e^{-\tau_\nu(n)} \\
\tau_\nu(n) &= \begin{cases} k_\nu \frac{h-z_0}{\cos i} & z \geq z_{\text{lim}} \\ k_\nu \frac{x_0 - \left(R - \sqrt{R^2 - (y_0 - R)^2}\right)}{\sin i} & z < z_{\text{lim}} \end{cases} \\
z &= x_0 \cos i + z_0 \sin i \\
z_{\text{lim}} &= h \sin i + \left(R - \sqrt{R^2 - (y_0 - R)^2}\right) \cos i \\
i &= \arcsin \left( \frac{\Delta V_{\text{m}} - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)
\end{aligned}$$

De esta forma hemos relacionado la anchura observada de la línea CO(1–0),  $\Delta V_{\text{m}}$ , con la luminosidad del continuo a una determinada frecuencia  $\nu$ . En particular, esta relación es aplicable a las luminosidades *IRAS* a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$ .





## C. Resultados del ajuste con el modelo de emisión infrarroja concentrada

Al final del apéndice A obtuvimos la siguiente relación para el modelo de emisión infrarroja concentrada:

$$\log(\nu L_\nu) = \log(\nu L_\nu^0) - 2 \log e \, k_\nu \sqrt{R^2 - r^2 + r^2 \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2}, \quad \sqrt{1 - \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2} < \frac{R}{r}$$

Según este modelo, la luminosidad de una galaxia a una frecuencia dada depende de una serie de parámetros: las anchuras  $\Delta V_m$ ,  $\delta V$  y  $\Delta V_{\text{rot}}$ , los radios  $R$  y  $r$ , el valor de la luminosidad antes de verse absorbida por el toroide de gas y polvo  $\nu L_\nu^0$  y el valor del coeficiente de absorción  $k_\nu$ . A continuación analizaremos por separado cada uno de estos parámetros:

- $\Delta V_m$  es la anchura a media altura de la línea CO(1–0). Se trata de la variable  $x$  del ajuste, por lo que su valor no es constante, depende de la inclinación de la galaxia:

$$\Delta V_m = \Delta V_{\text{rot}} \sin i + \delta V$$

- $\delta V$  es la anchura característica del conjunto de las nubes moleculares de la galaxia. Es la componente de la velocidad no asociada a la rotación. Su valor es el de la anchura a media altura de la línea CO(1–0) cuando la galaxia se observa de frente:

$$\Delta V_m(i = 0) = \Delta V_{\text{rot}} \sin 0 + \delta V$$

$$\delta V = \Delta V_m(i = 0)$$

Como disponemos de un número considerable de galaxias en nuestra muestra, podemos suponer que unas cuantas de ellas se encuentran aproximadamente en esa posición. Las anchuras de nuestras líneas CO(1–0) nunca son menores de  $130 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que tomaremos este valor para  $\Delta V_m(i = 0)$ , o lo que es lo mismo, para  $\delta V$ . De hecho, este valor de  $\delta V$  es muy parecido al obtenido por Downes & Solomon (1998) mediante procedimientos distintos para una muestra de LIRGs y ULIRGs observada con el interferómetro de *Plateau de Bure* de IRAM.

- $\Delta V_{\text{rot}}$  es la componente de la anchura a media altura del perfil de la línea CO(1–0) estrictamente asociada a la rotación de la galaxia. Su valor se determina suponiendo que la galaxia se observa de perfil:

$$\Delta V_{\text{m}}(i = 90) = \Delta V_{\text{rot}} \sin 90 + \delta V$$

$$\Delta V_{\text{rot}} = \Delta V_{\text{m}}(i = 90) - \delta V$$

De nuevo, como disponemos de un número considerable de galaxias en nuestra muestra, podemos suponer que unas cuantas de ellas se encuentran aproximadamente en esa posición. Las anchuras de nuestras líneas CO(1–0) nunca superan los  $580 \text{ km s}^{-1}$ , por lo que tomaremos ese valor para  $\Delta V_{\text{m}}(i = 90)$ . Como  $\delta V = 130 \text{ km s}^{-1}$ , tenemos que  $\Delta V_{\text{rot}} = 450 \text{ km s}^{-1}$ .

- $\nu L_{\nu}^0$  es la luminosidad de la fuente central a la frecuencia  $\nu$  antes de atravesar el toroide de gas y polvo. Es la luminosidad que detectaríamos si elimináramos el toroide de nuestra línea de visión. Como ya hemos mencionado antes, es de esperar que varias de nuestras galaxias se encuentren aproximadamente de frente, por lo que en ellas los efectos de la absorción pueden considerarse despreciables y podemos tomar los valores medios de sus luminosidades *IRAS* como los valores de las luminosidades de la fuente central sin atenuar.

Al hacer esto no nos hemos pronunciado sobre el origen de la emisión infrarroja en las LIRGs y las ULIRGs, sólo estamos diciendo que dicha emisión se produce en una región aproximadamente puntual en comparación con las dimensiones del toroide. La luminosidad puede provenir o bien del disco de acreción de un agujero negro supermasivo (*Supermassive Black Hole*, SMBH) o bien de un *starburst* circunuclear como los que se han observado en el interior de Mrk 231 (Davies et al. 2004; Richards et al. 2005), Mrk 273 (Bondi et al. 2005) o Arp 220 (Smith et al. 1998b). Tanto los discos de acreción de los SMBHs como los *starbursts* emiten la mayor parte de su energía en el óptico y el ultravioleta. Con nuestro modelo nosotros estamos asumiendo que el procesamiento de dicha energía en emisión infrarroja por parte del polvo se produce en una región muy pequeña y que es finalmente esa emisión infrarroja la que, tras verse absorbida por el toroide, nos llega a nosotros y medimos.

En la sección 5.3.3 vimos que es posible disminuir la dispersión de las correlaciones de la figura 5.19 si en lugar de representar las luminosidades infrarrojas  $\nu L_{\nu}$

frente a  $\Delta V_m$  se representan los cocientes de luminosidades  $\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}$  frente a  $\Delta V_m$  (ver la figura 5.20). Parte de la dispersión de la figura 5.19 es debida a que no todas las galaxias tienen la misma luminosidad intrínseca,  $\nu L_\nu^0$ . De esta forma, al dividir por la luminosidad de la línea CO(1–0) disminuye la dispersión porque las galaxias con mayores luminosidades intrínsecas suelen tener también mayores luminosidades de CO. En cierto modo, el cociente  $\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}$  ya no depende de la luminosidad de la galaxia, por lo que la dispersión disminuye. Hemos comprobado que  $L'_{\text{CO}(1-0)}$  no varía con  $\Delta V_m$  por lo que la ecuación que relaciona  $\nu L_\nu$  con la inclinación de la galaxia no va a verse afectada de forma significativa al dividir por  $L'_{\text{CO}(1-0)}$ :

$$\nu L_\nu = \nu L_\nu^0 e^{-\tau_\nu}$$

$$\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)} = (\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}) e^{-\tau_\nu}$$

$$\log(\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}) = \log(\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}) - 2\log e k_\nu \sqrt{R^2 - r^2 + r^2 \left( \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}} \right)^2}$$

- $R$  y  $r$  definen la geometría del modelo. Lo que realmente es importante es la proporción que existe entre ambos radios, ya que si sacamos  $R$  de la raíz cuadrada de la ecuación anterior nos queda la siguiente relación:

$$\log(\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}) = \log(\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}) - 2R \log e k_\nu \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}}\right)^2\right)}$$

$$\log(\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}) = \log(\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}) - \log e C_\nu \sqrt{1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}}\right)^2\right)}$$

Los tres parámetros  $k_\nu$ ,  $r$  y  $R$  se han transformado en sólo dos parámetros:  $C_\nu$  y  $r/R$ . Más tarde veremos que las únicas geometrías compatibles con nuestros resultados experimentales son aquellas con  $r/R \simeq 1$ .

- $k_\nu$  es el coeficiente de absorción del polvo. Como ya hemos visto en el punto anterior, más que  $k_\nu$ , es  $C_\nu (= 2k_\nu R)$  el parámetro a ajustar en nuestro modelo. Es fácil demostrar que  $C_\nu$  es en realidad la opacidad del medio a la frecuencia  $\nu$  cuando la galaxia se encuentra de perfil, es decir, el máximo valor que puede tomar

la opacidad a la frecuencia  $\nu$  según este modelo:

$$\tau_v^{\max} = \tau_v(i = 90) = 2k_v \sqrt{R^2 - r^2 \cos^2 90} = 2k_v R = C_v$$

Tras estos razonamientos dos de los parámetros de los que dependía el modelo de emisión infrarroja concentrada han quedado fijados:

$$\begin{aligned} \delta V &= 130 \text{ km s}^{-1} \\ \Delta V_{\text{rot}} &= 450 \text{ km s}^{-1} \end{aligned}$$

Quedan aún otros tres parámetros por determinar:  $r/R$ ,  $\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}$  y  $\tau_v^{\max}$ . Es con ellos con los que vamos a ajustar el modelo a los resultados experimentales de la figura 5.20.

En primer lugar nos centraremos en el parámetro  $r/R$ . En el apéndice A se demostró que la pendiente de la curva  $\log(\nu L_\nu) - \Delta V_m$  del modelo de emisión infrarroja concentrada viene dada por la siguiente expresión:

$$\frac{\partial \log(\nu L_\nu)}{\partial \Delta V_m} = -2 \log e k_v \frac{r \frac{\Delta V_m - \delta V}{\Delta V_{\text{rot}}}}{\sqrt{\left(\frac{R^2 - r^2}{r^2}\right) \Delta V_{\text{rot}}^2 + (\Delta V_m - \delta V)^2}}$$

También vimos que la única forma posible de lograr que la derivada sea independiente de  $\Delta V_m$  es imponiendo que  $r$  sea igual a  $R$ . Es decir, la curva  $\log(\nu L_\nu) - \Delta V_m$  será una recta si y sólo si  $r = R$ . La conclusión es exactamente la misma para la curva  $\log(\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)}) - \Delta V_m$ . El hecho de que nuestros resultados experimentales se ajusten aproximadamente a una recta (figura 5.20) nos está indicando que, suponiendo que el modelo de emisión infrarroja concentrada es válido, los radios  $r$  y  $R$  deben ser similares. Pero, ¿cómo de similares? La respuesta a esta pregunta se puede ver en la figura C.1, donde se muestran los mejores ajustes del modelo para varios valores del cociente  $r/R$ . Los radios del toroide tienen que ser muy parecidos ( $r/R \leq 1.1$ ) para que el modelo ajuste los resultados experimentales, por lo que de ahora en adelante supondremos  $r = R$ . De hecho, se puede demostrar que la única forma posible de obtener rectas como las observadas mediante un efecto de absorción con la densidad constante es a partir de un toroide de sección circular de radios iguales. Schartmann et al. (2005) mediante consideraciones físicas de la dinámica del medio interestelar alrededor de un agujero

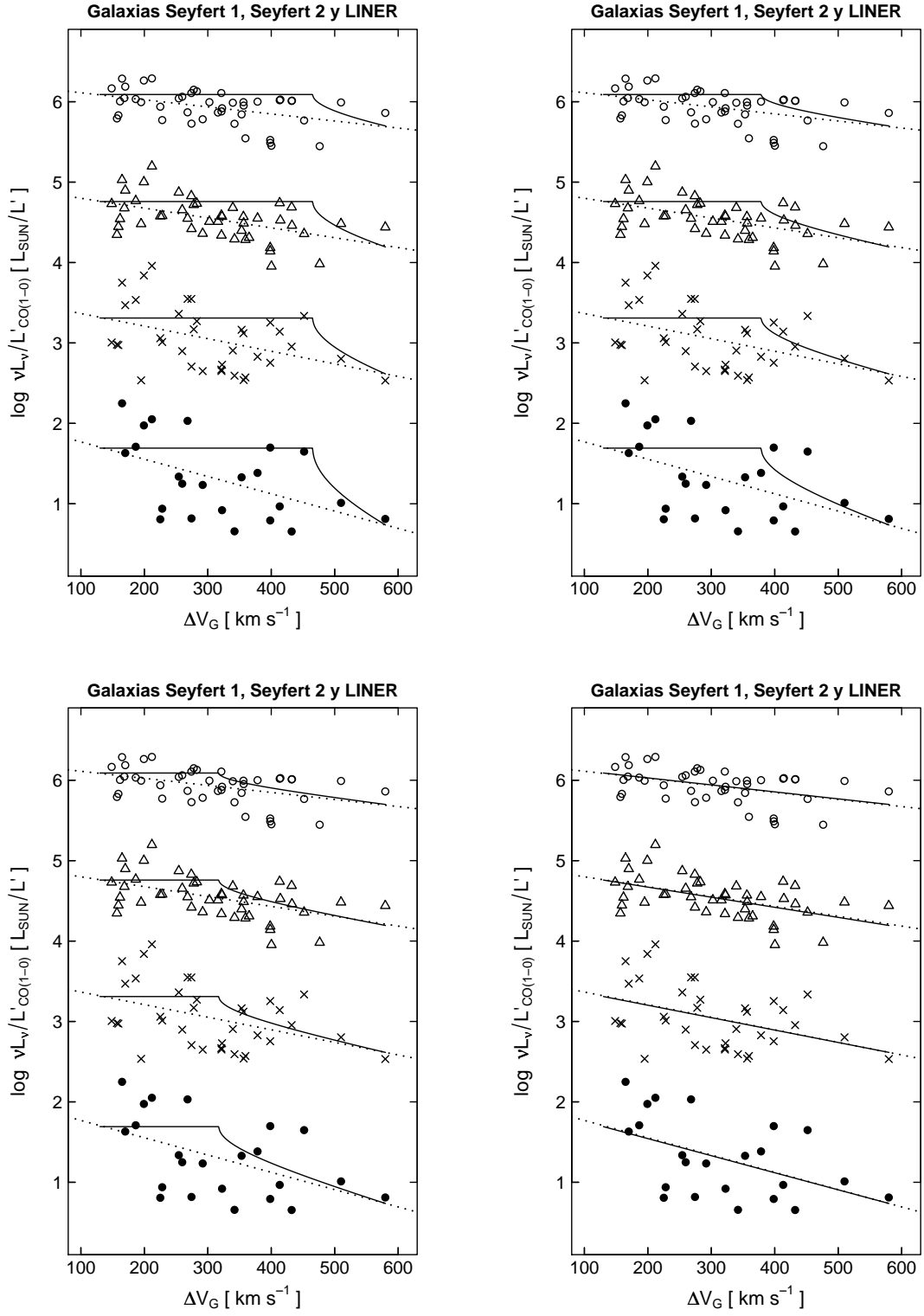


Figura C.1: Ajustes del modelo de emisión infrarroja concentrada para el conjunto de galaxias Seyfert 1, Seyfert 2 y LINER en función del parámetro  $r/R$ . De izquierda a derecha y de arriba a abajo  $r/R = 1.5, 1.2, 1.1$  y  $1.0$ . Se han utilizado los mismos símbolos que en la figura 5.20.

negro supermasivo dedujeron una geometría similar para su toroide circunnuclear (ver la figura 2 de su artículo).

El paso siguiente es determinar el valor del cociente de luminosidades  $\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}$  para cada una de las de las bandas infrarrojas *IRAS*. Una forma sencilla de hacerlo es utilizando los ajustes ortogonales obtenidos para cada una de las bandas (líneas de puntos en la figura C.1). Hemos impuesto que  $\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)}$  tome el valor del ajuste  $\log(\nu L_\nu/L'_{\text{CO}(1-0)})(i) = a + b\Delta V_m(i)$  a la anchura  $\Delta V_m(i=0) = \delta V$ . Haciendo esto se obtiene que

$$\nu L_\nu^0/L'_{\text{CO}(1-0)} = \begin{cases} 49 L_\odot L'^{-1} & \lambda = 12 \mu\text{m} \\ 65 L_\odot L'^{-1} & \lambda = 25 \mu\text{m} \\ 181 L_\odot L'^{-1} & \lambda = 60 \mu\text{m} \\ 123 L_\odot L'^{-1} & \lambda = 100 \mu\text{m} \end{cases}$$

Los valores máximos de las opacidades a 12, 25, 60 y 100  $\mu\text{m}$  se determinan al imponer que las rectas obtenidas con el modelo a esas longitudes de onda pasen exactamente sobre los ajustes ortogonales de los puntos experimentales. Esto se logra con

$$\tau_v^{\text{max}} = \begin{cases} 2.2 & \lambda = 12 \mu\text{m} \\ 1.6 & \lambda = 25 \mu\text{m} \\ 1.3 & \lambda = 60 \mu\text{m} \\ 0.9 & \lambda = 100 \mu\text{m} \end{cases}$$

Si bien pueden parecer extremas, se han estimado opacidades de ese orden en la galaxia ultraluminosa en el infrarrojo Arp 220 (e.g., Soifer et al. 1999; Downes & Eckart 2007; Sakamoto et al. 2008).

En el último panel de la figura C.1 se muestra el resultado del ajuste del modelo de emisión infrarroja concentrada para los valores de los parámetros antes mencionados:

$$\delta V = 130 \text{ km s}^{-1}$$

$$\Delta V_{\text{rot}} = 450 \text{ km s}^{-1}$$

$$r/R = 1$$

$$vL_v^0/L'_{\text{CO}(1-0)} = \begin{cases} 49 L_{\odot} L'^{-1} & \lambda = 12 \mu\text{m} \\ 65 L_{\odot} L'^{-1} & \lambda = 25 \mu\text{m} \\ 181 L_{\odot} L'^{-1} & \lambda = 60 \mu\text{m} \\ 123 L_{\odot} L'^{-1} & \lambda = 100 \mu\text{m} \end{cases}$$

$$\tau_v^{\text{max}} = \begin{cases} 2.2 & \lambda = 12 \mu\text{m} \\ 1.6 & \lambda = 25 \mu\text{m} \\ 1.3 & \lambda = 60 \mu\text{m} \\ 0.9 & \lambda = 100 \mu\text{m} \end{cases}$$





# Bibliografía

- Aalto, S., Booth, R. S., Black, J. H., & Johansson, L. E. B. 1995, A&A, 300, 369
- Aalto, S., Monje, R., & Martín, S. 2007a, A&A, 475, 479
- Aalto, S., Polatidis, A. G., Hüttemeister, S., & Curran, S. J. 2002, A&A, 381, 783
- Aalto, S., Spaans, M., Wiedner, M. C., & Hüttemeister, S. 2007b, A&A, 464, 193
- Aalto, S., Wilner, D., Spaans, M., et al. 2008, astro-ph/0811.0511
- Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., Allam, S. S., et al. 2006, ApJS, 162, 38
- Allen, D. A., Norris, R. P., Meadows, V. S., & Roche, P. F. 1991, MNRAS, 248, 528
- Alloin, D., Barvainis, R., Gordon, M. A., & Antonucci, R. R. J. 1992, A&A, 265, 429
- Alonso-Herrero, A., Rieke, G. H., Rieke, M. J., et al. 2006, ApJ, 650, 835
- Antonucci, R. 1993, ARA&A, 31, 473
- Appleton, P.Ñ., Fadda, D. T., Marleau, F. R., et al. 2004, ApJS, 154, 147
- Arimoto, N., Sofue, Y., & Tsujimoto, T. 1996, PASJ, 48, 275
- Armus, L., Charmandaris, V., Bernard-Salas, J., et al. 2007, ApJ, 656, 148
- Armus, L., Charmandaris, V., Spoon, H. W. W., et al. 2004, ApJS, 154, 178
- Armus, L., Heckman, T., & Miley, G. 1987, AJ, 94, 831
- Armus, L., Heckman, T. M., & Miley, G. K. 1989, ApJ, 347, 727
- Auriere, M., Hecquet, J., Coupinot, G., Arthaud, R., & Mirabel, I. F. 1996, A&A, 312, 387
- Baan, W. A., Henkel, C., Loenen, A. F., Baudry, A., & Wiklind, T. 2008, A&A, 477, 747
- Baan, W. A. & Klöckner, H.-R. 2006, A&A, 449, 559
- Baan, W. A., Salzer, J. J., & Lewinter, R. D. 1998, ApJ, 509, 633

- Baars, J. W. M., Hooghoudt, B. G., Mezger, P. G., & de Jonge, M. J. 1987, *A&A*, 175, 319
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5
- Bally, J., Stark, A. A., Wilson, R. W., & Henkel, C. 1988, *ApJ*, 324, 223
- Barnes, J. E. 2002, *MNRAS*, 333, 481
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 471, 115
- Barnes, J. E. & Hernquist, L. E. 1991, *ApJ*, 370, L65
- Bayet, E., Lintott, C., Viti, S., et al. 2008a, *ApJ*, 685, L35
- Bayet, E., Viti, S., Williams, D. A., & Rawlings, J. M. C. 2008b, *ApJ*, 676, 978
- Becker, R. H., White, R. L., & Helfand, D. J. 1995, *ApJ*, 450, 559
- Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J., eds. 1988, *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement, Vol. 1*
- Bergin, E. A., Ungerechts, H., Goldsmith, P. F., et al. 1997, *ApJ*, 482, 267
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., & Kneib, J.-P. 1999, *MNRAS*, 302, 632
- Blain, A. W., Smail, I., Ivison, R. J., Kneib, J.-P., & Frayer, D. T. 2002, *Phys. Rep.*, 369, 111
- Blake, G. A., Sandell, G., van Dishoeck, E. F., et al. 1995, *ApJ*, 441, 689
- Blake, G. A., Sutton, E. C., Masson, C. R., & Phillips, T. G. 1987, *ApJ*, 315, 621
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1986, *A&A*, 154, 25
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F., & Blitz, L. 2008, *ApJ*, 686, 948
- Bondi, M., Pérez-Torres, M.-A., Dallacasa, D., & Muxlow, T. W. B. 2005, *MNRAS*, 361, 748
- Bouché, N., Cresci, G., Davies, R., et al. 2007, *ApJ*, 671, 303
- Bressan, A., Silva, L., & Granato, G. L. 2002, *A&A*, 392, 377
- Brinchmann, J., Charlot, S., White, S. D. M., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 1151

- Bryant, P. M. & Scoville, N. Z. 1999, *AJ*, 117, 2632
- Burston, A. J., Ward, M. J., & Davies, R. I. 2001, *MNRAS*, 326, 403
- Bushouse, H. A., Borne, K. D., Colina, L., et al. 2002, *ApJS*, 138, 1
- Bushouse, H. A., Werner, M. W., & Lamb, S. A. 1988, *ApJ*, 335, 74
- Bussmann, R. S., Narayanan, D., Shirley, Y. L., et al. 2008, *ApJ*, 681, L73
- Carilli, C. L., Solomon, P., Vanden Bout, P., et al. 2005, *ApJ*, 618, 586
- Carpenter, J. M., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1990, *ApJ*, 362, 147
- Carroll, T. J. & Goldsmith, P. F. 1981, *ApJ*, 245, 891
- Casoli, F., Dupraz, C., & Combes, F. 1992, *A&A*, 264, 49
- Chapman, S. C., Blain, A. W., Smail, I., & Ivison, R. J. 2005, *ApJ*, 622, 772
- Chapman, S. C., Windhorst, R., Odewahn, S., Yan, H., & Conselice, C. 2003, *ApJ*, 599, 92
- Charnley, S. B., Tielens, A. G. G. M., & Millar, T. J. 1992, *ApJ*, 399, L71
- Christopher, M. H., Scoville, N. Z., Stolovy, S. R., & Yun, M. S. 2005, *ApJ*, 622, 346
- Clemens, M. S., Vega, O., Bressan, A., et al. 2008, *A&A*, 477, 95
- Clements, D. L. & Baker, A. C. 1996, *A&A*, 314, L5
- Clements, D. L., Sutherland, W. J., McMahon, R. G., & Saunders, W. 1996, *MNRAS*, 279, 477
- Combes, F., García-Burillo, S., Braine, J., et al. 2007, in *SF2A-2007: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics held in Grenoble, France, July 2-6, 2007*, Eds.: J. Bouvier, A. Chalabaev, and C. Charbonnel, p.312, ed. J. Bouvier, A. Chalabaev, & C. Charbonnel, 312–+
- Comito, C., Schilke, P., Phillips, T. G., et al. 2005, *ApJS*, 156, 127
- Condon, J. J. 1992, *ARA&A*, 30, 575
- Condon, J. J., Anderson, M. L., & Helou, G. 1991a, *ApJ*, 376, 95
- Condon, J. J. & Broderick, J. J. 1991, *AJ*, 102, 1663
- Condon, J. J., Cotton, W. D., & Broderick, J. J. 2002, *AJ*, 124, 675
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Condon, J. J., Huang, Z.-P., Yin, Q. F., & Thuan, T. X. 1991b, *ApJ*, 378, 65

- Cox, T. J., Jonsson, P., Primack, J. R., & Somerville, R. S. 2006, *MNRAS*, 373, 1013
- Cox, T. J., Jonsson, P., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Dekel, A. 2008, *MNRAS*, 384, 386
- Crawford, T., Marr, J., Partridge, B., & Strauss, M. A. 1996, *ApJ*, 460, 225
- Cui, J., Xia, X.-Y., Deng, Z.-G., Mao, S., & Zou, Z.-L. 2001, *AJ*, 122, 63
- Curran, S. J., Aalto, S., & Booth, R. S. 2000, *A&AS*, 141, 193
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
- Dannerbauer, H., Rigopoulou, D., Lutz, D., et al. 2005, *A&A*, 441, 999
- Dasyra, K. M., Tacconi, L. J., Davies, R. I., et al. 2006a, *ApJ*, 638, 745
- Dasyra, K. M., Tacconi, L. J., Davies, R. I., et al. 2006b, *ApJ*, 651, 835
- Davies, R. I., Tacconi, L. J., & Genzel, R. 2004, *ApJ*, 613, 781
- de Grijp, M. H. K., Miley, G. K., Lub, J., & de Jong, T. 1985, *Nature*, 314, 240
- de Vaucouleurs, G. 1953, *MNRAS*, 113, 134
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, *Nature*, 433, 604
- Dickens, J. E., Irvine, W. M., Snell, R. L., et al. 2000, *ApJ*, 542, 870
- Dickman, R. L., Snell, R. L., & Schloerb, F. P. 1986, *ApJ*, 309, 326
- Dinh-V-Trung, Lo, K. Y., Kim, D.-C., Gao, Y., & Gruendl, R. A. 2001, *ApJ*, 556, 141
- Djorgovski, S., de Carvalho, R. R., & Thompson, D. J. 1990, *AJ*, 99, 1414
- Dopita, M. A. & Sutherland, R. S. 1995, *ApJ*, 455, 468
- Downes, D. & Eckart, A. 2007, *A&A*, 468, L57
- Downes, D., Neri, R., Wiklind, T., Wilner, D. J., & Shaver, P. A. 1999, *ApJ*, 513, L1
- Downes, D. & Solomon, P. M. 1998, *ApJ*, 507, 615
- Downes, D., Solomon, P. M., & Radford, S. J. E. 1993, *ApJ*, 414, L13
- Draine, B. T. 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Duc, P.-A., Mirabel, I. F., & Maza, J. 1997, *A&AS*, 124, 533
- Dudley, C. C. & Wynn-Williams, C. G. 1997, *ApJ*, 488, 720
- Dumke, M., Nieten, C., Thuma, G., Wielebinski, R., & Walsh, W. 2001, *A&A*, 373, 853
- Dunne, L., Eales, S., Edmunds, M., et al. 2000, *MNRAS*, 315, 115

- Dunne, L. & Eales, S. A. 2001, *MNRAS*, 327, 697
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chanial, P., et al. 2002, *A&A*, 384, 848
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Fadda, D., et al. 1999, *A&A*, 351, L37
- Elmegreen, B. G. 2002, *ApJ*, 577, 206
- Elston, R., Cornell, M. E., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 296, 106
- Evans, A. S., Kim, D. C., Mazzarella, J. M., Scoville, N. Z., & Sanders, D. B. 1999, *ApJ*, 521, L107
- Evans, A. S., Mazzarella, J. M., Surace, J. A., & Sanders, D. B. 2002, *ApJ*, 580, 749
- Evans, A. S., Solomon, P. M., Tacconi, L. J., Vavilkin, T., & Downes, D. 2006, *AJ*, 132, 2398
- Evans, A. S., Surace, J. A., & Mazzarella, J. M. 2000, *ApJ*, 529, L85
- Evans, II, N. J. 1999, *ARA&A*, 37, 311
- Farrah, D., Afonso, J., Efstathiou, A., et al. 2003, *MNRAS*, 343, 585
- Farrah, D., Bernard-Salas, J., Spoon, H. W. W., et al. 2007, *ApJ*, 667, 149
- Farrah, D., Rowan-Robinson, M., Oliver, S., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 1333
- Gao, Y., Carilli, C. L., Solomon, P. M., & Vanden Bout, P. A. 2007, *ApJ*, 660, L93
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 1999, *ApJ*, 512, L99
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004a, *ApJS*, 152, 63
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004b, *ApJ*, 606, 271
- García-Burillo, S., Combes, F., Graciá-Carpio, J., & Usero, A. 2008a, in *Mapping the Galaxy and Nearby Galaxies*, ed. K. Wada & F. Combes, 150–+
- García-Burillo, S., Combes, F., Graciá-Carpio, J., Usero, A., & Guélin, M. 2008b, *Ap&SS*, 313, 261
- García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., & Graciá-Carpio, J. 2007, *New Astronomy Review*, 51, 160
- García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., & Graciá-Carpio, J. 2008c, *Journal of Physics Conference Series*, 131, 012031
- García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., et al. 2006, *astro-ph/0605623*
- García-Burillo, S., Graciá-Carpio, J., Guélin, M., et al. 2006, *ApJ*, 645, L17

- García-Burillo, S., Graciá-Carpio, J., Usero, A., et al. 2008d, in EAS Publications Series, Vol. 31, EAS Publications Series, ed. C. Kramer, S. Aalto, & R. Simon, 85–88
- García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2000, *A&A*, 355, 499
- García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., Usero, A., & Neri, R. 2002, *ApJ*, 575, L55
- Genzel, R. & Cesarsky, C. J. 2000, *ARA&A*, 38, 761
- Genzel, R., Lutz, D., Sturm, E., et al. 1998, *ApJ*, 498, 579
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Rigopoulou, D., Lutz, D., & Tecza, M. 2001, *ApJ*, 563, 527
- Goldader, J. D., Joseph, R. D., Doyon, R., & Sanders, D. B. 1995, *ApJ*, 444, 97
- Goldader, J. D., Joseph, R. D., Doyon, R., & Sanders, D. B. 1997a, *ApJS*, 108, 449
- Goldader, J. D., Joseph, R. D., Doyon, R., & Sanders, D. B. 1997b, *ApJ*, 474, 104
- Goldader, J. D., Meurer, G., Heckman, T. M., et al. 2002, *ApJ*, 568, 651
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., & Planesas, P. 2008a, *Ap&SS*, 313, 331
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L. 2006, *ApJ*, 640, L135
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., Fuente, A., & Usero, A. 2008b, *A&A*, 479, 703
- Graciá-Carpio, J., Planesas, P., & Colina, L. 2007, *A&A*, 468, L67
- Graham, J. R., Carico, D. P., Matthews, K., et al. 1990, *ApJ*, 354, L5
- Greve, T. R., Bertoldi, F., Smail, I., et al. 2005, *MNRAS*, 359, 1165
- Greve, T. R., Hainline, L. J., Blain, A. W., et al. 2006a, *AJ*, 132, 1938
- Greve, T. R., Papadopoulos, P. P., Gao, Y., & Radford, S. J. E. 2006b, *astro-ph/0610378*
- Guélin, M., Salomé, P., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 462, L45
- Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., et al. 1992, *A&A*, 262, 624
- Hauschildt, H., Gusten, R., Phillips, T. G., et al. 1993, *A&A*, 273, L23+
- Heckman, T. M. 1980, *A&A*, 87, 152
- Helfer, T. T. & Blitz, L. 1993, *ApJ*, 419, 86
- Helfer, T. T. & Blitz, L. 1997, *ApJ*, 478, 162
- Helfer, T. T., Thornley, M. D., Regan, M. W., et al. 2003, *ApJS*, 145, 259

- Helmich, F. P. & van Dishoeck, E. F. 1997, *A&AS*, 124, 205
- Helou, G., Khan, I. R., Malek, L., & Boehmer, L. 1988, *ApJS*, 68, 151
- Helou, G., Soifer, B. T., & Rowan-Robinson, M. 1985, *ApJ*, 298, L7
- Hernquist, L. 1989, *Nature*, 340, 687
- Higdon, S. J. U., Armus, L., Higdon, J. L., Soifer, B. T., & Spoon, H. W. W. 2006, *ApJ*, 648, 323
- Hinz, J. L. & Rieke, G. H. 2006, *ApJ*, 646, 872
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Ohishi, M. 1998, *ApJ*, 503, 717
- Ho, L. C., Filippenko, A. V., & Sargent, W. L. W. 1997, *ApJ*, 487, 568
- Hogerheijde, M. R., Jansen, D. J., & van Dishoeck, E. F. 1995, *A&A*, 294, 792
- Holland, W. S., Robson, E. I., Gear, W. K., et al. 1999, *MNRAS*, 303, 659
- Hollenbach, D. J. & Tielens, A. G. G. M. 1999, *Reviews of Modern Physics*, 71, 173
- Hopkins, A. M. 2004, *ApJ*, 615, 209
- Hopkins, A. M. & Beacom, J. F. 2006, *ApJ*, 651, 142
- Hopkins, P. F., Richards, G. T., & Hernquist, L. 2007, *ApJ*, 654, 731
- Huchra, J. P. 1977, *ApJS*, 35, 171
- Huettemeister, S., Henkel, C., Mauersberger, R., et al. 1995, *A&A*, 295, 571
- Hughes, D. H., Serjeant, S., Dunlop, J., et al. 1998, *Nature*, 394, 241
- Hutchings, J. B. & Neff, S. G. 1992, *AJ*, 104, 1
- Imanishi, M. & Dudley, C. C. 2000, *ApJ*, 545, 701
- Imanishi, M., Dudley, C. C., & Maloney, P. R. 2006a, *ApJ*, 637, 114
- Imanishi, M., Nakanishi, K., & Kohno, K. 2006b, *AJ*, 131, 2888
- Imanishi, M., Nakanishi, K., Kuno, N., & Kohno, K. 2004, *AJ*, 128, 2037
- Imanishi, M., Nakanishi, K., Tamura, Y., Oi, N., & Kohno, K. 2007, *AJ*, 134, 2366
- Iono, D., Yun, M. S., & Ho, P. T. P. 2005, *ApJS*, 158, 1
- Irwin, M. J., Ibata, R. A., Lewis, G. F., & Totten, E. J. 1998, *ApJ*, 505, 529
- Isaak, K. G., Chandler, C. J., & Carilli, C. L. 2004, *MNRAS*, 348, 1035
- Ishida, C. M. 2004, PhD thesis, AA(UNIVERSITY OF HAWAI'I)

- Israel, F. 2000, in *Molecular hydrogen in space*, Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2001. xix, 326 p.. Cambridge contemporary astrophysics. Edited by F. Combes, and G. Pineau des Forêts. ISBN 0521782244, p.293, ed. F. Combes & G. Pineau Des Forets, 293—+
- Israel, F. P. 1997, *A&A*, 328, 471
- Israel, F. P., de Graauw, T., van de Stadt, H., & de Vries, C. P. 1986, *ApJ*, 303, 186
- Iwasawa, K., Sanders, D. B., Evans, A. S., et al. 2005, *MNRAS*, 357, 565
- Jackson, J. M., Paglione, T. A. D., Ishizuki, S., & Nguyen-Q-Rieu. 1993, *ApJ*, 418, L13+
- James, P., Bate, C., Wells, M., Wright, G., & Doyon, R. 1999, *MNRAS*, 309, 585
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 1994, *A&A*, 282, 605
- Jansen, D. J., van Dishoeck, E. F., Black, J. H., Spaans, M., & Sosin, C. 1995, *A&A*, 302, 223
- Johansson, L. E. B., Olofsson, H., Hjalmarson, A., Gredel, R., & Black, J. H. 1994, *A&A*, 291, 89
- Joint *IRAS* Science Working Group. 1988, *Infrared Astronomical Satellite Catalogs. The Point Source Catalog*, version 2.0, NASA RP-1190
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2002, *A&A*, 389, 908
- Jørgensen, J. K., Schöier, F. L., & van Dishoeck, E. F. 2004, *A&A*, 416, 603
- Joseph, R. D., Wade, R., & Wright, G. S. 1984, *Nature*, 311, 132
- Kennicutt, Jr., R. C. 1989, *ApJ*, 344, 685
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998a, *ARA&A*, 36, 189
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998b, *ApJ*, 498, 541
- Kennicutt, Jr., R. C., Calzetti, D., Walter, F., et al. 2007, *ApJ*, 671, 333
- Kessler, M. F., Steinz, J. A., Anderegg, M. E., et al. 1996, *A&A*, 315, L27
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, *MNRAS*, 372, 961
- Kewley, L. J., Heisler, C. A., Dopita, M. A., & Lumsden, S. 2001, *ApJS*, 132, 37
- Kim, D.-C. & Sanders, D. B. 1998, *ApJS*, 119, 41
- Kim, D.-C., Sanders, D. B., Veilleux, S., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 129



- Kim, D.-C., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 1998, *ApJ*, 508, 627
- Kim, D.-C., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2002, *ApJS*, 143, 277
- Kinney, A. L., Schmitt, H. R., Clarke, C. J., et al. 2000, *ApJ*, 537, 152
- Klaas, U., Haas, M., Müller, S. A. H., et al. 2001, *A&A*, 379, 823
- Kleinmann, D. E. & Low, F. J. 1970a, *ApJ*, 161, L203+
- Kleinmann, D. E. & Low, F. J. 1970b, *ApJ*, 159, L165+
- Klessen, R. S., Spaans, M., & Jappsen, A.-K. 2007, *MNRAS*, 374, L29
- Knudsen, K. K., Walter, F., Weiss, A., et al. 2007, *ApJ*, 666, 156
- Kohno, K. 2005, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 783, *The Evolution of Starbursts*, ed. S. Hüttmeister, E. Manthey, D. Bomans, & K. Weis, 203–208
- Kohno, K., Ishizuki, S., Matsushita, S., Vila-Vilaró, B., & Kawabe, R. 2003, *PASJ*, 55, L1
- Kohno, K., Matsushita, S., Vila-Vilaró, B., et al. 2001, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 249, *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*, ed. J. H. Knapen, J. E. Beckman, I. Shlosman, & T. J. Mahoney, 672–+
- Kohno, K., Nakanishi, K., Tosaki, T., et al. 2008, *Ap&SS*, 313, 279
- Kollatschny, W., Dietrich, M., Borgeest, U., & Schramm, K.-J. 1991, *A&A*, 249, 57
- Komugi, S., Sofue, Y., Nakanishi, H., Onodera, S., & Egusa, F. 2005, *PASJ*, 57, 733
- Kormendy, J. & Djorgovski, S. 1989, *ARA&A*, 27, 235
- Kormendy, J. & Sanders, D. B. 1992, *ApJ*, 390, L53
- Kramer, C. 1997, *Calibration of spectral line data at the IRAM 30m radio telescope*, IRAM report
- Krips, M., Neri, R., García-Burillo, S., et al. 2007, *A&A*, 468, L63
- Krips, M., Neri, R., García-Burillo, S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 262
- Kroupa, P. 2007, *astro-ph/0703124*
- Krumholz, M. R. & McKee, C. F. 2005, *ApJ*, 630, 250
- Krumholz, M. R. & Tan, J. C. 2007, *ApJ*, 654, 304

- Krumholz, M. R. & Thompson, T. A. 2007, *ApJ*, 669, 289
- Kuno, N., Sato, N., Nakanishi, H., et al. 2007, *PASJ*, 59, 117
- Kutner, M. L. & Ulich, B. L. 1981, *ApJ*, 250, 341
- Lahuis, F. & van Dishoeck, E. F. 2000, *A&A*, 355, 699
- Laurent, O., Mirabel, I. F., Charmandaris, V., et al. 2000, *A&A*, 359, 887
- Lawrence, A., Rowan-Robinson, M., Ellis, R. S., et al. 1999, *MNRAS*, 308, 897
- Lawrence, A., Rowan-Robinson, M., Leech, K., Jones, D. H. P., & Wall, J. V. 1989, *MNRAS*, 240, 329
- Le Flocc'h, E., Papovich, C., Dole, H., et al. 2005, *ApJ*, 632, 169
- Lee, Y., Snell, R. L., & Dickman, R. L. 1990, *ApJ*, 355, 536
- Leech, K. J., Penston, M. V., Terlevich, R., et al. 1989, *MNRAS*, 240, 349
- Lepp, S. & Dalgarno, A. 1996, *A&A*, 306, L21
- Levine, E. S., Helfer, T. T., Meijerink, R., & Blitz, L. 2008, *ApJ*, 673, 183
- Lewis, G. F., Carilli, C., Papadopoulos, P., & Ivison, R. J. 2002, *MNRAS*, 330, L15
- Lilly, S. J., Le Fevre, O., Hammer, F., & Crampton, D. 1996, *ApJ*, 460, L1+
- Lintott, C. & Viti, S. 2006, *ApJ*, 646, L37
- Lintott, C. J., Viti, S., Williams, D. A., Rawlings, J. M. C., & Ferreras, I. 2005, *MNRAS*, 360, 1527
- Lisenfeld, U., Isaak, K. G., & Hills, R. 2000, *MNRAS*, 312, 433
- Liszt, H. & Lucas, R. 2001, *A&A*, 370, 576
- Loenen, A. F., Spaans, M., Baan, W. A., & Meijerink, R. 2008, *A&A*, 488, L5
- Lonsdale, C. J., Diamond, P. J., Thrall, H., Smith, H. E., & Lonsdale, C. J. 2006a, *ApJ*, 647, 185
- Lonsdale, C. J., Farrah, D., & Smith, H. E. 2006b, *Ultraluminous Infrared Galaxies (Astrophysics Update 2)*, 285–336
- Lonsdale, C. J., Smith, H. J., & Lonsdale, C. J. 1993, *ApJ*, 405, L9
- Luhman, M. L., Satyapal, S., Fischer, J., et al. 1998, *ApJ*, 504, L11+
- Luhman, M. L., Satyapal, S., Fischer, J., et al. 2003, *ApJ*, 594, 758
- Lutz, D., Genzel, R., Sternberg, A., et al. 1996, *A&A*, 315, L137

- Lutz, D., Spoon, H. W. W., Rigopoulou, D., Moorwood, A. F. M., & Genzel, R. 1998, *ApJ*, 505, L103
- Lutz, D., Sturm, E., Genzel, R., et al. 2003, *A&A*, 409, 867
- Lutz, D., Veilleux, S., & Genzel, R. 1999, *ApJ*, 517, L13
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, *MNRAS*, 283, 1388
- Maiolino, R. & Rieke, G. H. 1995, *ApJ*, 454, 95
- Maiolino, R., Ruiz, M., Rieke, G. H., & Papadopoulos, P. 1997, *ApJ*, 485, 552
- Malhotra, S., Kaufman, M. J., Hollenbach, D., et al. 2001, *ApJ*, 561, 766
- Maloney, P. & Black, J. H. 1988, *ApJ*, 325, 389
- Maloney, P. R. 1999, *Ap&SS*, 266, 207
- Maloney, P. R., Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1996, *ApJ*, 466, 561
- Mangum, J. G., Darling, J., Menten, K. M., & Henkel, C. 2008, *ApJ*, 673, 832
- Marconi, A., Moorwood, A. F. M., Salvati, M., & Oliva, E. 1994, *A&A*, 291, 18
- Marr, J. M., Wright, M. C. H., & Backer, D. C. 1993, *ApJ*, 411, 667
- Martín, S., Mauersberger, R., Martín-Pintado, J., Henkel, C., & García-Burillo, S. 2006, *ApJS*, 164, 450
- Martín, S., Requena-Torres, M. A., Martín-Pintado, J., & Mauersberger, R. 2008, *ApJ*, 678, 245
- Mauersberger, R., Henkel, C., Wilson, T. L., & Harju, J. 1989, *A&A*, 226, L5
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A*, 45, 565
- McKee, C. F. & Williams, J. P. 1997, *ApJ*, 476, 144
- McMullin, J. P., Mundy, L. G., Blake, G. A., et al. 2000, *ApJ*, 536, 845
- Mead, K.Ñ., Kutner, M. L., & Evans, II, N. J. 1990, *ApJ*, 354, 492
- Meijerink, R. & Spaans, M. 2005, *A&A*, 436, 397
- Meijerink, R., Spaans, M., & Israel, F. P. 2006, *ApJ*, 650, L103
- Meijerink, R., Spaans, M., & Israel, F. P. 2007, *A&A*, 461, 793
- Melnick, J. & Mirabel, I. F. 1990, *A&A*, 231, L19
- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1994, *ApJ*, 425, L13

- Mihos, J. C. & Hernquist, L. 1996, *ApJ*, 464, 641
- Miley, G. K., Neugebauer, G., & Soifer, B. T. 1985, *ApJ*, 293, L11
- Mirabel, I. F., Booth, R. S., Johansson, L. E. B., Garay, G., & Sanders, D. B. 1990, *A&A*, 236, 327
- Mooney, T. J. & Solomon, P. M. 1988, *ApJ*, 334, L51
- Moshir et al.. 1990, *IRAS Faint Source Catalogue*, version 2.0.
- Mueller, K. E., Shirley, Y. L., Evans, II, N. J., & Jacobson, H. R. 2002, *ApJS*, 143, 469
- Murphy, T. W., Armus, L., Matthews, K., et al. 1996, *AJ*, 111, 1025
- Murphy, T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., Armus, L., & Kiger, J. R. 2001a, *AJ*, 121, 97
- Murphy, Jr., T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., & Armus, L. 2001b, *ApJ*, 559, 201
- Murphy, Jr., T. W., Soifer, B. T., Matthews, K., Kiger, J. R., & Armus, L. 1999, *ApJ*, 525, L85
- Myers, P. C., Dame, T. M., Thaddeus, P., et al. 1986, *ApJ*, 301, 398
- Nagar, N. M. & Wilson, A. S. 1999, *ApJ*, 516, 97
- Nagar, N. M., Wilson, A. S., Falcke, H., Veilleux, S., & Maiolino, R. 2003, *A&A*, 409, 115
- Nakanishi, K., Okumura, S. K., Kohno, K., Kawabe, R., & Nakagawa, T. 2005, *PASJ*, 57, 575
- Narayanan, D., Cox, T. J., Kelly, B., et al. 2008a, *ApJS*, 176, 331
- Narayanan, D., Cox, T. J., Robertson, B., et al. 2006, *ApJ*, 642, L107
- Narayanan, D., Cox, T. J., Shirley, Y., et al. 2008b, *ApJ*, 684, 996
- Narayanan, D., Li, Y., Cox, T. J., et al. 2008c, *ApJS*, 174, 13
- Neff, S. G. & Hutchings, J. B. 1992, *AJ*, 103, 1746
- Neri, R., Genzel, R., Ivison, R. J., et al. 2003, *ApJ*, 597, L113
- Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, *ApJ*, 278, L1
- Nguyen, Q.-R., Jackson, J. M., Henkel, C., Truong, B., & Mauersberger, R. 1992, *ApJ*, 399, 521
- Nishiyama, K. & Nakai, N. 2001, *PASJ*, 53, 713

- Noguchi, M. 1988, *A&A*, 203, 259
- Norris, R. P. 1988, *MNRAS*, 230, 345
- Padin, S., Scott, S. L., Woody, D. P., et al. 1991, *PASP*, 103, 461
- Paglione, T. A. D., Jackson, J. M., & Ishizuki, S. 1997, *ApJ*, 484, 656
- Papadopoulos, P., Ivison, R., Carilli, C., & Lewis, G. 2001, *Nature*, 409, 58
- Papadopoulos, P. P. 2007, *ApJ*, 656, 792
- Peeters, E., Spoon, H. W. W., & Tielens, A. G. G. M. 2004, *ApJ*, 613, 986
- Pérez-Beaupuits, J. P., Aalto, S., & Gerebro, H. 2007, *A&A*, 476, 177
- Pérez-González, P. G., Rieke, G. H., Egami, E., et al. 2005, *ApJ*, 630, 82
- Planesas, P., Graciá, J., Colina, L., Lara, L., & Alberdi, A. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 577, *ESA Special Publication*, ed. A. Wilson, 309–310
- Planesas, P., Mirabel, I. F., & Sanders, D. B. 1991, *ApJ*, 370, 172
- Plume, R., Jaffe, D. T., & Evans, II, N. J. 1992, *ApJS*, 78, 505
- Plume, R., Jaffe, D. T., Evans, II, N. J., Martin-Pintado, J., & Gomez-Gonzalez, J. 1997, *ApJ*, 476, 730
- Pratap, P., Dickens, J. E., Snell, R. L., et al. 1997, *ApJ*, 486, 862
- Prouton, O. R., Bressan, A., Clemens, M., et al. 2004, *A&A*, 421, 115
- Radford, S. J. E., Delannoy, J., Downes, D., et al. 1991a, in *IAU Symposium*, Vol. 146, *Dynamics of Galaxies and Their Molecular Cloud Distributions*, ed. F. Combes & F. Casoli, 303–+
- Radford, S. J. E., Downes, D., & Solomon, P. M. 1991b, *ApJ*, 368, L15
- Reddy, N. A., Steidel, C. C., Pettini, M., et al. 2008, *ApJS*, 175, 48
- Regan, M. W., Thornley, M. D., Helfer, T. T., et al. 2001, *ApJ*, 561, 218
- Richards, A. M. S., Knapen, J. H., Yates, J. A., et al. 2005, *MNRAS*, 364, 353
- Rickard, L. J. & Harvey, P. M. 1984, *AJ*, 89, 1520
- Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., & Bertoldi, F. 2007a, *ApJ*, 671, L13
- Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., et al. 2006a, *ApJ*, 650, 604
- Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., & Lewis, G. F. 2008, *astro-ph/0809.0754*
- Riechers, D. A., Walter, F., Carilli, C. L., et al. 2006b, *ApJ*, 645, L13

- Riechers, D. A., Walter, F., Cox, P., et al. 2007b, *ApJ*, 666, 778
- Rieke, G. H., Cutri, R. M., Black, J. H., et al. 1985, *ApJ*, 290, 116
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1979, *ARA&A*, 17, 477
- Rieke, G. H. & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 288, 618
- Rigopoulou, D., Kunze, D., Lutz, D., Genzel, R., & Moorwood, A. F. M. 2002, *A&A*, 389, 374
- Rigopoulou, D., Spoon, H. W. W., Genzel, R., et al. 1999, *AJ*, 118, 2625
- Risaliti, G., Gilli, R., Maiolino, R., & Salvati, M. 2000, *A&A*, 357, 13
- Rodgers, S. D. & Charnley, S. B. 2001, *ApJ*, 546, 324
- Rothberg, B. & Joseph, R. D. 2006, *AJ*, 131, 185
- Rowan-Robinson, M. 2000, *MNRAS*, 316, 885
- Rowan-Robinson, M. & Crawford, J. 1989, *MNRAS*, 238, 523
- Roy, A. L., Norris, R. P., Kesteven, M. J., Troup, E. R., & Reynolds, J. E. 1998, *MNRAS*, 301, 1019
- Rupke, D. S., Veilleux, S., & Sanders, D. B. 2002, *ApJ*, 570, 588
- Sage, L. J., Shore, S. Ñ., & Solomon, P. M. 1990, *ApJ*, 351, 422
- Sage, L. J. & Ziurys, L. M. 1995, *ApJ*, 447, 625
- Sakamoto, K., Okumura, S. K., Ishizuki, S., & Scoville, N. Z. 1999a, *ApJS*, 124, 403
- Sakamoto, K., Scoville, N. Z., Yun, M. S., et al. 1999b, *ApJ*, 514, 68
- Sakamoto, K., Wang, J., Wiedner, M. C., et al. 2008, *ApJ*, 684, 957
- Sakamoto, S. 1996, *ApJ*, 462, 215
- Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., Kim, D.-C., Surace, J. A., & Soifer, B. T. 2003, *AJ*, 126, 1607
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1985, *ApJ*, 298, L31
- Sanders, D. B. & Mirabel, I. F. 1996, *ARA&A*, 34, 749
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., & Soifer, B. T. 1991, *ApJ*, 370, 158
- Sanders, D. B., Scoville, N. Z., Young, J. S., et al. 1986, *ApJ*, 305, L45
- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Elias, J. H., et al. 1988a, *ApJ*, 325, 74

- Sanders, D. B., Soifer, B. T., Scoville, N. Z., & Sargent, A. I. 1988b, *ApJ*, 324, L55
- Sanders, D. B., Solomon, P. M., & Scoville, N. Z. 1984, *ApJ*, 276, 182
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, *A&A*, 437, 861
- Schaye, J. & Dalla Vecchia, C. 2008, *MNRAS*, 383, 1210
- Schechter, P. 1976, *ApJ*, 203, 297
- Schilke, P., Walmsley, C. M., Pineau Des Forets, G., et al. 1992, *A&A*, 256, 595
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schmidt, M. & Green, R. F. 1983, *ApJ*, 269, 352
- Schöier, F. L., Jørgensen, J. K., van Dishoeck, E. F., & Blake, G. A. 2002, *A&A*, 390, 1001
- Schreyer, K., Helmich, F. P., van Dishoeck, E. F., & Henning, T. 1997, *A&A*, 326, 347
- Schuster, K. F., Kramer, C., Hitschfeld, M., Garcia-Burillo, S., & Mookerjea, B. 2007, *A&A*, 461, 143
- Scoville, N., Carlstrom, J., Padin, S., et al. 1994, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 59, IAU Colloq. 140: *Astronomy with Millimeter and Submillimeter Wave Interferometry*, ed. M. Ishiguro & J. Welch, 10–+
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Dinshaw, N., et al. 1998, *ApJ*, 492, L107+
- Scoville, N. Z., Evans, A. S., Thompson, R., et al. 2000, *AJ*, 119, 991
- Scoville, N. Z. & Good, J. C. 1989, *ApJ*, 339, 149
- Scoville, N. Z. & Sanders, D. B. 1987, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 134, *Interstellar Processes*, ed. D. J. Hollenbach & H. A. Thronson, Jr., 21–50
- Scoville, N. Z., Sanders, D. B., Sargent, A. I., et al. 1986, *ApJ*, 311, L47
- Scoville, N. Z., Sanders, D. B., Sargent, A. I., Soifer, B. T., & Tinney, C. G. 1989, *ApJ*, 345, L25
- Scoville, N. Z., Sargent, A. I., Sanders, D. B., & Soifer, B. T. 1991, *ApJ*, 366, L5
- Scoville, N. Z., Yun, M. S., & Bryant, P. M. 1997, *ApJ*, 484, 702
- Shier, L. M. & Fischer, J. 1998, *ApJ*, 497, 163
- Shirley, Y. L., Evans, II, N. J., Young, K. E., Knez, C., & Jaffe, D. T. 2003, *ApJS*, 149, 375

- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A*, 25, 23
- Sirocky, M. M., Levenson, N. A., Elitzur, M., Spoon, H. W. W., & Armus, L. 2008, *ApJ*, 678, 729
- Smail, I., Ivison, R. J., & Blain, A. W. 1997, *ApJ*, 490, L5+
- Smith, D. A., Herter, T., Haynes, M. P., Beichman, C. A., & Gautier, T.Ñ. 1995, *ApJ*, 439, 623
- Smith, H. E., Lonsdale, C. J., & Lonsdale, C. J. 1998a, *ApJ*, 492, 137
- Smith, H. E., Lonsdale, C. J., Lonsdale, C. J., & Diamond, P. J. 1998b, *ApJ*, 493, L17+
- Sobolev, V. V. 1960, *Moving envelopes of stars* (Cambridge: Harvard University Press, 1960)
- Soifer, B. T., Boehmer, L., Neugebauer, G., & Sanders, D. B. 1989, *AJ*, 98, 766
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., & Houck, J. R. 1987a, *ARA&A*, 25, 187
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 1999, *ApJ*, 513, 207
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 119, 509
- Soifer, B. T., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2001, *AJ*, 122, 1213
- Soifer, B. T., Sanders, D. B., Madore, B. F., et al. 1987b, *ApJ*, 320, 238
- Solomon, P., Vanden Bout, P., Carilli, C., & Guélin, M. 2003, *Nature*, 426, 636
- Solomon, P. M., Downes, D., & Radford, S. J. E. 1992, *ApJ*, 387, L55
- Solomon, P. M., Downes, D., Radford, S. J. E., & Barrett, J. W. 1997, *ApJ*, 478, 144
- Solomon, P. M., Radford, S. J. E., & Downes, D. 1990, *ApJ*, 348, L53
- Solomon, P. M. & Rivolo, A. R. 1989, *ApJ*, 339, 919
- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Solomon, P. M. & Sage, L. J. 1988, *ApJ*, 334, 613
- Solomon, P. M., Sanders, D. B., & Scoville, N. Z. 1979, in *IAU Symposium*, Vol. 84, *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W. B. Burton, 35–52
- Solomon, P. M. & Vanden Bout, P. A. 2005, *ARA&A*, 43, 677
- Sopp, H. M. & Alexander, P. 1991, *MNRAS*, 251, 14P
- Spinoglio, L., Andreani, P., & Malkan, M. A. 2002, *ApJ*, 572, 105
- Spoon, H. W. W., Keane, J. V., Tielens, A. G. G. M., et al. 2002, *A&A*, 385, 1022



- Spoon, H. W. W., Moorwood, A. F. M., Lutz, D., et al. 2004, *A&A*, 414, 873
- Sternberg, A., Genzel, R., & Tacconi, L. 1994, *ApJ*, 436, L131
- Strong, A. W., Bloemen, J. B. G. M., Dame, T. M., et al. 1988, *A&A*, 207, 1
- Sturm, E., Lutz, D., Genzel, R., et al. 1996, *A&A*, 315, L133
- Sturm, E., Lutz, D., Verma, A., et al. 2002, *A&A*, 393, 821
- Surace, J. A. & Sanders, D. B. 1999, *ApJ*, 512, 162
- Surace, J. A. & Sanders, D. B. 2000, *AJ*, 120, 604
- Surace, J. A., Sanders, D. B., & Evans, A. S. 2000, *ApJ*, 529, 170
- Surace, J. A., Sanders, D. B., & Evans, A. S. 2001, *AJ*, 122, 2791
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Blietz, M., et al. 1994, *ApJ*, 426, L77+
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Lutz, D., et al. 2002, *ApJ*, 580, 73
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Smail, I., et al. 2008, *ApJ*, 680, 246
- Tacconi, L. J., Genzel, R., Tecza, M., et al. 1999, *ApJ*, 524, 732
- Tacconi, L. J., Neri, R., Chapman, S. C., et al. 2006, *ApJ*, 640, 228
- Taniguchi, Y., Yoshino, A., Ohyama, Y., & Nishiura, S. 1999, *ApJ*, 514, 660
- Tran, Q. D., Lutz, D., Genzel, R., et al. 2001, *ApJ*, 552, 527
- Trentham, N., Kormendy, J., & Sanders, D. B. 1999, *AJ*, 117, 2152
- Tutui, Y., Sofue, Y., Honma, M., Ichikawa, T., & Wakamatsu, K.-i. 2000, *PASJ*, 52, 803
- Ulich, B. L. & Haas, R. W. 1976, *ApJS*, 30, 247
- Ungerechts, H., Bergin, E. A., Goldsmith, P. F., et al. 1997, *ApJ*, 482, 245
- Usero, A., García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., & Rodríguez-Fernández, N. J. 2004, *A&A*, 419, 897
- Usero, A., García-Burillo, S., Martín-Pintado, J., Fuente, A., & Neri, R. 2006, *A&A*, 448, 457
- Valdés, J. R., Berta, S., Bressan, A., et al. 2005, *A&A*, 434, 149
- van Dishoeck, E. F. & Blake, G. A. 1998, *ARA&A*, 36, 317
- Vanden Bout, P. A., Garcia-Burillo, S., Gracia-Carpio, J., et al. 2006, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 130–+

- Vanden Bout, P. A., Solomon, P. M., & Maddalena, R. J. 2004, *ApJ*, 614, L97
- Vega, O., Clemens, M. S., Bressan, A., et al. 2008, *A&A*, 484, 631
- Veilleux, S., Kim, D.-C., Peng, C. Y., et al. 2006, *ApJ*, 643, 707
- Veilleux, S., Kim, D.-C., & Sanders, D. B. 1999a, *ApJ*, 522, 113
- Veilleux, S., Kim, D.-C., & Sanders, D. B. 2002, *ApJS*, 143, 315
- Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 171
- Veilleux, S. & Osterbrock, D. E. 1987, *ApJS*, 63, 295
- Veilleux, S., Sanders, D. B., & Kim, D.-C. 1997, *ApJ*, 484, 92
- Veilleux, S., Sanders, D. B., & Kim, D.-C. 1999b, *ApJ*, 522, 139
- Verma, A., Charmandaris, V., Klaas, U., Lutz, D., & Haas, M. 2005, *Space Science Reviews*, 119, 355
- Veron-Cetty, M. P. & Veron, P. 2006, *VizieR Online Data Catalog*, 7248, 0
- Vignati, P., Molendi, S., Matt, G., et al. 1999, *A&A*, 349, L57
- Wagg, J., Wilner, D. J., Neri, R., Downes, D., & Wiklind, T. 2005, *ApJ*, 634, L13
- Wang, J. L., Xia, X. Y., Mao, S., et al. 2006, *ApJ*, 649, 722
- Wang, Z., Scoville, N. Z., & Sanders, D. B. 1991, *ApJ*, 368, 112
- Weiß, A., Downes, D., Neri, R., et al. 2007, *A&A*, 467, 955
- Welch, W. J., Thornton, D. D., Plambeck, R. L., et al. 1996, *PASP*, 108, 93
- Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, *ApJS*, 154, 1
- White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J., & Gregg, M. D. 1997, *ApJ*, 475, 479
- Wilson, C. D. 1995, *ApJ*, 448, L97+
- Wilson, C. D., Petitpas, G. R., Iono, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 189
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJ*, 161, L43+
- Wong, T. & Blitz, L. 2002, *ApJ*, 569, 157
- Wright, G. S., James, P. A., Joseph, R. D., & McLean, I. S. 1990, *Nature*, 344, 417
- Wright, M. C. H., Coil, A. L., McGary, R. S., Ho, P. T. P., & Harris, A. I. 2001, *ApJ*, 551, 254

- Wu, H., Zou, Z. L., Xia, X. Y., & Deng, Z. G. 1998, *A&AS*, 132, 181
- Wu, J., Evans, II, N. J., Gao, Y., et al. 2005, *ApJ*, 635, L173
- Wunderlich, E., Wielebinski, R., & Klein, U. 1987, *A&AS*, 69, 487
- Yamada, M., Wada, K., & Tomisaka, K. 2007, *ApJ*, 671, 73
- Yan, L., Chary, R., Armus, L., et al. 2005, *ApJ*, 628, 604
- Yao, L., Seaquist, E. R., Kuno, N., & Dunne, L. 2003, *ApJ*, 588, 771
- Young, J. S., Kenney, J., Lord, S. D., & Schloerb, F. P. 1984, *ApJ*, 287, L65
- Young, J. S., Kenney, J. D., Tacconi, L., et al. 1986a, *ApJ*, 311, L17
- Young, J. S., Schloerb, F. P., Kenney, J. D., & Lord, S. D. 1986b, *ApJ*, 304, 443
- Young, J. S. & Scoville, N. 1982, *ApJ*, 258, 467
- Young, J. S., Xie, S., Kenney, J. D. P., & Rice, W. L. 1989, *ApJS*, 70, 699
- Young, J. S., Xie, S., Tacconi, L., et al. 1995, *ApJS*, 98, 219
- Yun, M. S., Reddy, N. A., & Condon, J. J. 2001, *ApJ*, 554, 803
- Zheng, X. Z., Xia, X. Y., Mao, S., Wu, H., & Deng, Z. G. 2002, *AJ*, 124, 18
- Zou, Z., Xia, X., Deng, Z., & Su, H. 1991, *MNRAS*, 252, 593



# Publicaciones

## Publicaciones en revistas con sistema de arbitraje

*A multi-transition HCN and HCO<sup>+</sup> study of 12 nearby active galaxies: active galactic nucleus versus starburst environments*

Krips, M., Neri, R., García-Burillo, S., Martín, S., Combes, F., **Graciá-Carpio, J.**, & Eckart, A.

2008, ApJ, 677, 262

*Evidence of enhanced star formation efficiency in luminous and ultraluminous infrared galaxies*

**Graciá-Carpio, J.**, García-Burillo, S., Planesas, P., Fuente, A., & Usero, A.

2008, A&A, 479, 703

*Dense molecular gas in a sample of LIRGs and ULIRGs: The low-redshift connection to the huge high-redshift starbursts and AGNs*

**Graciá-Carpio, J.**, García-Burillo, S., & Planesas, P.

2008, Ap&SS, 313, 331

*Probing the feeding and feedback of activity near and far*

García-Burillo, S., Combes, F., **Graciá-Carpio, J.**, Usero, A., & Guélin, M.

2008, Ap&SS, 313, 261

*Sub-arcsecond CO(1–0) and CO(2–1) observations of the ultraluminous infrared galaxy IRAS 10190+1322*

**Graciá-Carpio, J.**, Planesas, P., & Colina, L.

2007, A&A, 468, L67

*Probing the feeding and feedback of AGN through molecular line maps*

García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., & **Graciá-Carpio, J.**

2007, New Astronomy Review, 51, 160

*Detection of HNC and tentative detection of CN at  $z = 3.9$* 

Guélin, M., Salomé, P., Neri, R., García-Burillo, S., **Graciá-Carpio, J.**, Cernicharo, J., Cox, P., Planesas, P., Solomon, P. M., Tacconi, L. J., & Vanden Bout, P. A.  
2007, *A&A*, 462, L45

*A new probe of dense gas at high redshift: Detection of  $\text{HCO}^+(5-4)$  line emission in APM 08279+5255*

García-Burillo, S., **Graciá-Carpio, J.**, Guélin, M., Neri, R., Cox, P., Planesas, P., Solomon, P. M., Tacconi, L. J., & Vanden Bout, P. A.  
2006, *ApJ*, 645, L17

*Is HCN a true tracer of dense molecular gas in luminous and ultraluminous infrared galaxies?*

**Graciá-Carpio, J.**, García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L.  
2006, *ApJ*, 640, L135

**Actas de congresos***High-resolution molecular line observations of active galaxies*

García-Burillo, S., Combes, F., Usero, A., & **Graciá-Carpio, J.**  
2008, *Journal of Physics Conference Series*, 131, 012031

*Molecular line probes of activity in galaxies*

García-Burillo, S., **Graciá-Carpio, J.**, Usero, A., Planesas, P., Fuente, A., & Krips, M.  
2008, *EAS Publications Series*, 31, 85

*AGN feeding and AGN feedback*

García-Burillo, S., Combes, F., **Graciá-Carpio, J.**, & Usero, A.  
2008, *Mapping the Galaxy and Nearby Galaxies, Astrophysics and Space Science Proceedings*, 150

*Detection of  $\text{HCO}^+$  in the quasar APM 08279 ( $z = 3.9$ )*

Vanden Bout, P. A., García-Burillo, S., **Graciá-Carpio, J.**, Guélin, M., Neri, R., Cox, P., Planesas, P., Solomon, P. M., & Tacconi, L. J.  
2006, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 38, 130

*Extragalactic chemistry of molecular gas: Lessons from the local universe*

García-Burillo, S., Fuente, A., Martín-Pintado, J., Usero, A., **Graciá-Carpio, J.**, & Pla-

nesas, P.

2006, *Faraday Discussions* 133, astro-ph/0605623

*Global properties of ULIRGs at different phases of merging and activity*

Planesas, P., **Graciá-Carpio, J.**, Colina, L., Lara, L., & Alberdi, A.

2005, *ESA Special Publication*, 577, 309







